

ÉCOLE DOCTORALE D'ASTRONOMIE ET D'ASTROPHYSIQUE D'ÎLE-DE-FRANCE

THÈSE DE DOCTORAT DE L'OBSERVATOIRE DE PARIS

présentée par

Vincent ROBERT-PÉLISSIER

pour obtenir le grade de
docteur de l'Observatoire de Paris
en Astronomie et Astrophysique

ASTROMÉTRIE DES SATELLITES NATURELS :
ANALYSE D'OBSERVATIONS ANCIENNES POUR L'AMÉLIORATION DES
PARAMÈTRES DYNAMIQUES DES SYSTÈMES PLANÉTAIRES

dirigée par Jean-Eudes ARLOT et Valéry LAINEY

soutenue le 07 décembre 2011 devant un jury composé de :

François MIGNARD (OCA, Nice).....Président
Jean-Eudes ARLOT (IMCCE, Obs. de Paris).....Directeur de thèse
Andrei DAMBIS (SAI, Moscou)..... Examineur
Véronique DEHANT (ORB, Bruxelles)..... Examineur
Christine DUCOURANT (LAB, Obs. de Bordeaux)..... Rapporteur
Valéry LAINEY (IMCCE, Obs. de Paris)..... Co-directeur de thèse
Christophe LE PONCIN-LAFITTE (SYRTE, Obs. de Paris).....Invité
Carl MURRAY (QMUL, Londres)..... Rapporteur
Dan PASCU (USNO, Washington).....Invité

Institut de Mécanique Céleste et de Calcul des Éphémérides

À Pierre Pélessier

“The Devil is in details.”

Auteur inconnu, *Proverbe*

“Le grand Dieu fit les planètes
et nous faisons les plats nets.”

François Rabelais, *Gargantua*, 1534

Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier Monsieur Jean-Eudes Arlot pour m'avoir permis de réaliser cette thèse dans les meilleures conditions et pour ses nombreux conseils avisés. Son professionnalisme et son expertise m'auront été d'une aide inestimable. Je souhaite aussi le remercier, par avance, pour notre collaboration future dans le domaine de l'astrométrie appliquée.

Je remercie chaleureusement Monsieur Valéry Lainey pour son aide, sa bonne humeur, son regard "critique" et le temps qu'il a pu me consacrer. Je le remercie encore plus pour les repas passés ensemble et en famille, ainsi que pour les moments de "détente électronique".

Je remercie Messieurs Dan Pascu, Michael Efroimsky et Norbert Zacharias pour leur accueil, leur professionnalisme et le temps passé à leurs côtés à l'USNO.

Je remercie Messieurs Jean-Pierre De Cuyper, Georges De Decker et Lars Winter de l'ORB pour les longues discussions DAMIAN et pour leur accueil au sein de l'équipe.

Je remercie aussi Madame Ana Gomez pour son soutien et les efforts particuliers qu'elle a dû faire me concernant. Sans elle, cette thèse n'aurait jamais pu être menée à son terme.

Je remercie Messieurs Jean-Pierre Rivère, Igor Cyril et Mickaël Checkroun pour leur sympathie et les longues discussions "ipsaliennes".

Je remercie ma famille proche : Séverine (coucou Thomas), Colette, Christiane, Guy et Clémentine pour leur soutien inconditionnel tant dans les moments de détente que dans les moments difficiles, mais aussi pour "l'exportation" du lieu de travail.

Et je remercie enfin toutes les personnes qui, de près ou de loin, ont su participer à cette thèse et m'ont permis de la mener à bien.

Résumé

Astrométrie des satellites naturels : analyse d'observations anciennes pour l'amélioration des paramètres dynamiques des systèmes planétaires.

L'étude présentée dans cette thèse concerne principalement la réduction astrométrique de plaques photographiques anciennes : nous observons dans le passé. L'objectif étant de montrer qu'il est désormais possible d'obtenir des observations astrométriques de grande précision pour des périodes anciennes, en effectuant une nouvelle réduction d'observations photographiques.

Nous avons utilisé à cet effet des plaques photographiques des satellites galiléens réalisées au McCormick Observatory et à l'U.S. Naval Observatory entre 1967 et 1998 (2650 observations). Il nous aura été indispensable de reprendre complètement l'analyse de ces plaques. Nous avons numérisé l'ensemble des données analogiques en prenant soin de bien comprendre le mécanisme de digitalisation pour ne pas perdre de précision durant le traitement. Nous avons ensuite établi une procédure de détermination de positions astrométriques. Plusieurs programmes ont été développés pour identifier les objets, extraire les positions et les corriger, depuis les images numérisées. Une méthode de réduction astrométrique par rattachement aux étoiles du champ, adaptée aux plaques photographiques, a aussi été produite pour pouvoir calculer très précisément les positions astrométriques équatoriales (RA, Dec) et intersatellites des satellites galiléens, tout en corrigeant nécessairement de nombreux effets instrumentaux et physiques tels la coma-magnitude ou encore la réfraction atmosphérique totale. L'ensemble de cette procédure a été optimisé pour que le faible nombre de références stellaires dont nous disposons suffise à la précision recherchée.

Pour la première fois depuis ces plaques, nous avons déterminé des positions équatoriales (RA, Dec) dans le système de référence ICRS, là où les positions n'étaient que relatives entre satellites. Aussi et pour le système jovien, nous avons obtenu des données d'une précision de 75 mas en (RA, Dec) et 36 mas en intersatellite, alors que la précision n'était que de 90 mas à l'époque et en intersatellite seulement. De plus, les observations obtenues fournissent non seulement des positions des satellites galiléens, mais aussi des positions de la planète Jupiter. Les résultats produits nous ont ainsi permis de comparer différents catalogues d'étoiles et différentes éphémérides satellitaires et planétaires. Ils ont aussi été utilisés pour ajuster aux observations la dernière théorie dynamique des satellites produite par l'IMCCE.

Mots-clés : astrométrie, observation, plaque photographique, réduction astrométrique, numérisation, catalogue d'étoiles, éphéméride.

Abstract

Astrometry of natural satellites : the analysis of past observations for the improvement of planetary system dynamics.

The current study deals with the astrometric reduction of old photographic plates : we observe in the past. The main objective is to demonstrate that it is now possible to provide high-precise astrometric positions, by reducing a new time old photographic observations.

We used photographic plates of the Galilean satellites taken at the McCormick Observatory and the U.S. Naval Observatory between 1967 and 1998, and resulting in 2650 observations. Of course we had to create a complete procedure of analysis. We first digitized the entire plates archive with taking care of the process itself, not to decrease the accuracy at this point. Then we created a procedure in order to provide astrometric positions. Softwares were developed to identify, extract and correct the positions, from the digitizations. A new astrometric reduction method by linking the stars was especially developed for the photographic plates' analysis to determine high-precise (RA, Dec) astrometric positions and intersatellite positions of the Galilean satellites. We also corrected the data for various instrumental and spherical effects, such as the coma-magnitude effect or the total atmospheric refraction, due to the small number of reference stars available.

For the first time with these plates, we were able to provide ICRS (RA, Dec) astrometric positions, while only relative positions could be calculated. For the Jovian system, we now provide an accuracy about of 75 mas for (RA, Dec) positions, and about of 36 mas for intersatellite positions. Note that the previous accuracy was about of 90 mas and only for intersatellite positions. More, the observations provide satellite positions and Jupiter positions too. Thus we used these results to compare star catalogs, Galilean and planetary ephemerides. They were also used to fit the last Galilean ephemeris provided by the IMCCE, with the observations.

Keywords : astrometry, observation, photographic plate, astrometric reduction, digitization, star catalog, ephemeris.

Table des matières

Introduction	17
Présentation de l'étude	21
1 Les observations	23
1.1 Réalisation des observations	23
1.2 Données observationnelles	26
1.3 Recensement des plaques photographiques USNO des satellites galiléens . .	27
1.4 Caractéristiques des plaques Kodak 103aG	34
2 Principe général de la réduction astrométrique	37
2.1 Systèmes et repères de référence spatio-temporels	38
2.1.1 Le système de référence céleste ICRS	38
2.1.2 Le repère de référence céleste ICRF	39
2.2 Échelles de temps	40
2.2.1 Le Temps Dynamique Barycentrique TDB	40
2.2.2 Le Temps Terrestre TT	41
2.2.3 Le Temps Universel Coordonné UTC	42
2.3 Systèmes de coordonnées équatoriales célestes - Variables de positionnement	42
2.3.1 Les coordonnées équatoriales (<i>RA, Dec</i>)	44
2.3.2 Les coordonnées différentielles	44
2.3.3 Les coordonnées tangentielles	44
2.4 Réduction astrométrique adaptée aux plaques photographiques USNO des satellites galiléens	45
2.4.1 Réduction astrométrique par la méthode du trail-scale	46
2.4.2 Réduction astrométrique par rattachement aux étoiles	47
2.5 Les catalogues d'étoiles disponibles	49
Numérisation des plaques photographiques USNO	
Extraction et identification	53
3 Instrumentation dédiée à la numérisation de plaques astronomiques	55
3.1 Principe de la numérisation (ou digitalisation)	56
3.1.1 L'image numérique	56
3.1.2 Procédé employé pour la digitalisation de plaques photographiques .	58
3.1.3 Numérisation linéaire ou matricielle?	59
3.2 Le scanner MAMA	61
3.2.1 Description technique	61
3.2.2 Précisions de mesure	62

3.2.3	Processus de digitalisation	62
3.2.4	Numérisation des plaques photographiques USNO	62
3.3	Le scanner DAMIAN	63
3.3.1	Description technique	63
3.3.2	Précisions de mesure	64
3.3.3	Processus de digitalisation	65
3.3.4	Calibration : répétabilité et mapping	66
3.3.5	Correction de la distorsion caméra	68
3.3.6	Numérisation des plaques photographiques USNO	73
3.4	Comparatif technique	74
3.4.1	Durée de scan	74
3.4.2	Précisions de mesure	74
3.4.3	Résultats produits	78
4	Extraction et identification des sources	79
4.1	Source Extractor	80
4.1.1	Principe de l'analyse	80
4.1.2	Estimation du fond de ciel	81
4.1.3	Filtrage	81
4.1.4	Seuil de détection	81
4.1.5	Séparation	81
4.1.6	Mesure	82
4.2	Extraction des sources depuis les numérisations USNO	82
4.2.1	Correction du fond de ciel et filtrage	83
4.2.2	Analyse des positions extraites	86
4.2.3	Limites matérielles et logicielles	86
4.2.4	Traitement initial du catalogue de sortie SExtractor	88
4.3	Correction de la distorsion caméra	89
4.4	Identification des sources	91
4.4.1	La méthode d'identification par récurrence	91
4.4.2	La méthode d'identification par superposition d'un champ virtuel	93
	Réduction astrométrique des observations USNO et résultats	103
5	Réduction astrométrique par rattachement aux étoiles du champ	105
5.1	Positions apparentes ICRF des étoiles de référence	106
5.1.1	Calculs préliminaires	107
5.1.2	Mouvements propres	108
5.1.3	Parallaxes annuelle et diurne	109
5.1.4	Déflexion relativiste de la lumière	111
5.1.5	Aberration de la lumière	112
5.1.6	Réfraction atmosphérique totale	113
5.2	Étalonnage du champ	121
5.2.1	Modèle $(x, y)_m \mapsto (X, Y)_{m,a}$	121
5.2.2	Application de la méthode des moindres carrés à notre système	122
5.2.3	Calibration instrumentale - Le problème de l'échelle des clichés	124
5.2.4	Modèle $(x, y)_m \mapsto (X, Y)_{m,a}$ appliqué aux observations USNO	129
5.2.5	Détermination des solutions astrométriques des satellites galiléens	134

6	Exploitation des résultats	135
6.1	Choix d'un catalogue d'étoiles de référence	136
6.1.1	Données théoriques - Erreurs de zones en μ_α et μ_δ	136
6.1.2	Comparaison des observations USNO des satellites galiléens selon les catalogues utilisés	140
6.1.3	Erreur observationnelle théorique	146
6.2	Comparaison avec d'anciennes méthodes de réduction	148
6.2.1	Stabilité de mesure	148
6.2.2	Comparaison avec la méthode du trail-scale	149
6.2.3	Comparaison avec la méthode par rattachement à un catalogue secondaire	151
6.3	Résultats de référence	154
6.4	L'origine d'une erreur systématique en déclinaison	169
6.5	Comparaison des modèles satellitaires L2 et jup230	173
6.5.1	Données théoriques	173
6.5.2	Données USNO	178
6.6	Erreur observationnelle intersatellite	179
6.7	Comparaison de modèles planétaires	182
6.7.1	Données théoriques	182
6.7.2	Données USNO	186
6.8	Erreur observationnelle (RA, Dec)	189
6.9	Ajustement d'un modèle dynamique des satellites galiléens aux observations USNO	192
6.10	Positions astrométriques du centre de masse du système jovien	199
7	Le satellite Amalthée	203
7.1	Contexte général	203
7.2	Données USNO	205
7.3	Estimation de la masse d'un satellite intérieur	206
	Conclusion et perspectives	211
	Bibliographie	215
	Annexes	223
A	Informations techniques et résultats DAMIAN	225
B	Application à l'observation des principaux satellites de Saturne	227
B.1	Identification	227
B.2	Positions astrométriques préliminaires	228
C	Application à l'observation de Pluton	229
C.1	Identification	229
C.2	Positions astrométriques préliminaires	230

Index	231
Table des figures	233
Liste des tableaux	237
Acronymes	241

Introduction

Io, Europe, Ganymède et Callisto sont les quatre principaux satellites du système jovien. Placés sur des orbites faiblement excentriques et peu inclinées par rapport au plan équatorial de Jupiter, les quatre objets furent découverts en 1610 par Galilée au travers d'une lunette astronomique. Cette découverte fut d'une grande importance tant sur le plan instrumental car elle permit d'établir véritablement la lunette comme instrument d'observation astronomique, que sur les plans scientifique, philosophique et social car ces corps gravitant autour d'un astre autre que la Terre remettaient en question le modèle géocentrique selon lequel notre planète était au centre de l'Univers. Galilée approuvait alors par l'observation la théorie héliocentrique de Copernic.

Depuis sa découverte, le système jovien a été le thème de nombreuses observations et recherches, notamment : Cassini, Hooke, Schwarbe et Borelli qui se sont attachés à étudier la géante gazeuse et ses lunes au XVII^{ème} siècle ; les premières éphémérides des satellites galiléens ont d'ailleurs été produites à cette époque. L'observation de ces corps a ainsi naturellement impliqué les nécessités de connaître et de pouvoir déterminer précisément leur position. Dans cette optique, il était évident que les astronomes devraient construire une théorie fondée sur les principes de la mécanique céleste : il fallait pouvoir poser les conditions du mouvement au travers d'équations qui tiendraient compte des causes du mouvement et donc de l'influence des forces extérieures. La résolution de ces équations permettrait de connaître en particulier les paramètres de position des satellites en fonction du temps.

La dynamique des satellites naturels des planètes permet d'accéder à la nature, à la formation et à l'évolution de ces systèmes. Il est notamment nécessaire de disposer d'observations astrométriques de très haute précision permettant de détecter, par exemple, les écarts des satellites par rapport à un mouvement non dissipatif. Dans le cadre de notre étude, la précision avec laquelle seront analysées et réduites les observations influera directement, après ajustement, sur la qualité du modèle des satellites galiléens utilisé et donc sur la qualité des éphémérides construites.

D'un autre point de vue, les missions spatiales modernes nécessitent des éphémérides toujours plus précises. Avec l'objectif d'améliorer les théories existantes, les astronomes ont réajusté sans cesse leurs modèles sur les observations anciennes et récentes, qu'il s'agisse des observations d'éclipses, de phénomènes mutuels, ou bien de positions astrométriques déduites d'observations photographiques et plus récemment CCD. L'étude présentée ici s'inscrit dans cette continuité.

Nous allons chercher principalement à contribuer à une amélioration effective des éphémérides des satellites galiléens grâce à une nouvelle réduction et analyse d'observations photographiques connues pour leur qualité et leur intérêt scientifique. De plus, les observations que nous utiliserons sont anciennes car réalisées de 1967 à 1998 au McCormick Observatory et à l'U.S. Naval Observatory ; nous chercherons ainsi à démontrer qu'il est possible de disposer de données astrométriques de grande précision pour des périodes passées, en effectuant une nouvelle réduction de plaques photographiques avec de nouveaux moyens techniques et scientifiques.

Dans un premier temps, nous chercherons à établir une méthode d'analyse des observations depuis leur numérisation jusqu'à la détermination de résultats de positionnement ; puis nous chercherons à établir une méthode de réduction astrométrique de haute précision de ces observations, qui devra produire des positions astrométriques intersatellites mais aussi équatoriales (RA, Dec). Nous nous attacherons ensuite à comparer différents catalogues d'étoiles et éphémérides des satellites galiléens, ainsi que différentes théories

planétaires de Jupiter que nos données permettront de tester. Enfin, nous utiliserons les observations pour ajuster un modèle d'éphémérides en particulier et ce, dans le but de déterminer des contraintes sur la physique interne des satellites.

Nous commencerons par définir le cadre de l'étude au travers de la présentation des plaques photographiques considérées. Nous rappellerons dans cette même partie le principe général du processus de réduction astrométrique et nous définirons les systèmes de référence et les catalogues d'étoiles qui seront utilisés.

En deuxième partie, nous nous attacherons à mettre en place une technique appropriée de numérisation des plaques photographiques. Nous réaliserons une présentation de l'étalonnage et du procédé de mesure de la machine de nouvelle génération DAMIAN ainsi qu'un bref comparatif avec le scanner MAMA. Nous verrons dans quelle mesure la numérisation des plaques peut jouer un rôle important sur la précision des résultats.

Ensuite, nous présenterons un processus original permettant l'extraction et l'identification des sources astronomiques depuis une image. En effet, les numérisations des plaques photographiques sont des cas bien particuliers d'images astronomiques et leur analyse s'avère très spécifique. Nous avons ainsi constitué une nouvelle méthode permettant une analyse précise des plaques disponibles qui se démarquent fortement des plaques astrométriques classiques.

En quatrième partie sera présenté le processus de réduction astrométrique développé, dans son ensemble, avec utilisation des étoiles du champ pour le rattachement. Son originalité consiste en la calibration précise de champs, en atmosphère, depuis un nombre limité de références stellaires et avec ajustement de peu de paramètres ; il offre la possibilité de produire des solutions astrométriques aussi bien équatoriales (RA, Dec) qu'intersatellites.

Enfin, pour valider les méthodes développées et les résultats produits, nous présenterons en dernière partie plusieurs comparatifs. Nous étudierons tout d'abord les (O-C) des positions des satellites galiléens à théorie planétaire et éphéméride satellitaire données. Selon l'utilisation de différents catalogues d'étoiles, nous déterminerons lequel devra être employé pour produire les résultats les plus justes. Nous comparerons notre méthode de réduction par rattachement et d'anciennes méthodes de mesure adaptées aux plaques photographiques. Ensuite et au-delà de la présentation des résultats de référence, nous proposerons une étude approfondie des plus récentes éphémérides satellitaires et planétaires et ce, afin d'en estimer la précision réelle.

Pour terminer, nous effectuerons un ajustement d'une éphéméride des satellites galiléens aux observations. Nous utiliserons pour cela la dernière théorie la plus élaborée afin d'exploiter au mieux la précision de nos données. Nous calculerons les positions observées de Jupiter depuis celles de ses satellites grâce à cette théorie, produisant ainsi des données nouvelles utiles au développement des modèles planétaires. Nous proposerons un nouvel apport scientifique des données obtenues à partir des plaques photographiques, sur la détermination de la masse d'un corps céleste perturbateur des satellites galiléens : Amalthée.

Présentation de l'étude

Chapitre 1

Les observations

Sommaire

1.1	Réalisation des observations	23
1.2	Données observationnelles	26
1.3	Recensement des plaques photographiques USNO des satellites galiléens	27
1.4	Caractéristiques des plaques Kodak 103aG	34

Par définition, l’observation d’un corps céleste mesure une quantité physique à un instant donné. Nous distinguons alors les observations simples qui mesurent une quantité physique à un instant t choisi par l’observateur, des observations de phénomènes qui consistent à déterminer l’instant t pour lequel une quantité physique aura une valeur remarquable. Celles étudiées dans cette thèse sont des observations simples photographiques : il s’agit d’observations de position et plus précisément, de plaques photographiques du système jovien réalisées à l’Observatoire McCormick de Charlottesville (“McCormick Observatory”) et à l’Observatoire Naval de Washington (“United States Naval Observatory (USNO)”) par Dan Pascu (1977, 1979, 1994). Une première série de ces observations fut utilisée à l’ajustement des éphémérides G5 des satellites galiléens (Arlot, 1982) ; complétée par des observations plus récentes, elle fut aussi utilisée à l’ajustement des éphémérides L1 (Lainey et al., 2006) et L2 (Lainey et al., 2009).

1.1 Réalisation des observations

Les observations étudiées concernent près de 550 plaques photographiques des satellites galiléens qui ont été réalisées de 1967 à 1998.

L’instrument utilisé est un réfracteur de 66 cm d’ouverture (26 inches) et de 10 m de distance focale. Ces caractéristiques confèrent un rapport focal de $f/15$ qui permet d’allier une précision et une taille de champ suffisantes pour que des étoiles apparaissent, en association avec un filtrage pour Jupiter et ses satellites. Toutefois, les observations de Dan Pascu réalisées selon une ouverture de 66 cm restent rares pour les satellites galiléens (contribution de l’ordre de 8% sur l’ensemble des expositions étudiées) : une ouverture de 40 cm (16 inches) aura été préférée pour minimiser certaines aberrations optiques inhérentes à l’instrument ; la lunette n’a pas été plus diaphragmée.

Les plaques photographiques utilisées sont des plaques Kodak de dimensions 13 x 18 cm, référencées sous le numéro 103aG. Comme la qualité du ciel peut varier, l'émulsion des plaques est choisie en conséquence. Plusieurs clichés sont pris sur un même support cible grâce au porte-plaque de la lunette qui peut être glissé verticalement suivant la direction des déclinaisons : le nombre d'observations par plaque varie de 3 à 7 comme le montre la digitalisation de la plaque n°2114 en Figures 1.1 et 1.2. La durée de chaque exposition est comprise entre 10 et 40 secondes selon l'émulsion choisie.

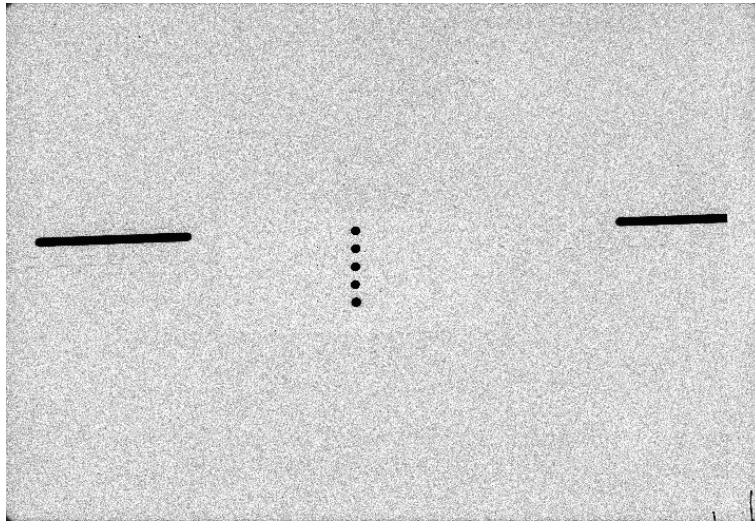


Figure 1.1 – Numérisation de la plaque photographique n°2114 (négatif).

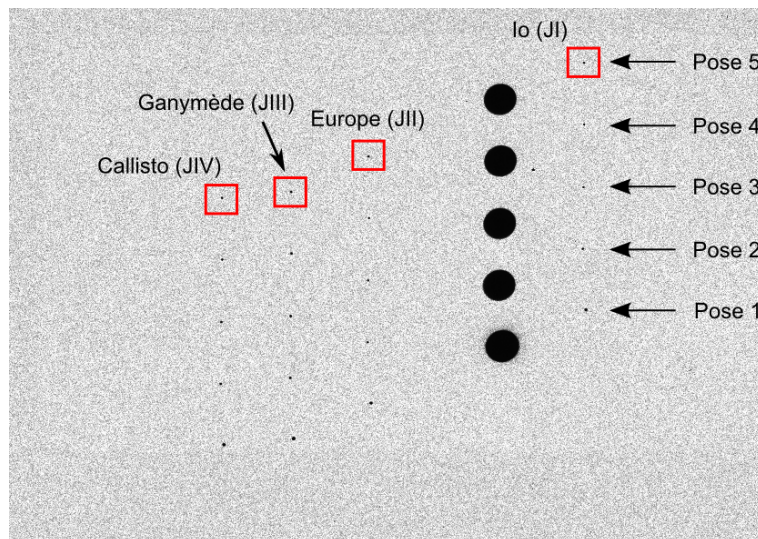


Figure 1.2 – Centre de la numérisation de la plaque photographique n°2114 (négatif).

Le champ couvre près de 57 minutes d'angle selon l'axe est-ouest et 43 minutes d'angle selon l'axe nord-sud. La date de chaque observation est repérée en Temps Universel (UT) avant 1972 puis en Temps Universel Coordonné (UTC) après ; et la température moyenne au sol est renseignée. À la fin de la dernière exposition de chaque plaque, la course de l'instrument est arrêtée de manière à réaliser une traînée ("trail") avec un satellite ou une étoile brillante et ce, dans le but d'imprimer l'équateur de la date et donc de permettre la mesure manuelle de l'orientation du cliché.

Les spécificités de l'instrument telles qu'énoncées engendrent un effet non négligeable de "coma". C'est une aberration géométrique aussi appelée "aberration de champ" qui affecte les images situées en dehors de l'axe principal de la lunette. La déformation est donc plus prononcée sur les bords du champ. Le choix de diaphragmer le réfracteur selon une ouverture de 40 cm a été fait principalement pour réduire cet effet.

Il a aussi été préféré l'utilisation de filtres neutres pour obtenir une compensation entre les magnitudes V des différents corps présents sur les plaques, qu'il s'agisse de Jupiter, de ses satellites ou des étoiles. Ce choix nécessaire est justifié par les grands écarts de magnitude que nous pouvons rencontrer sur un tel type d'observations : Jupiter a une magnitude V de -2, les satellites galiléens une magnitude V comprise entre 4 et 6, les étoiles de référence ont une magnitude V plus brillante que 13. Enfin et d'une manière générale, les plaques photographiques étudiées comportent entre 6 et 10 étoiles par cliché.

La Figure 1.3 présente schématiquement les détails d'une plaque photographique, établis sur le modèle de la plaque n°2114 (Figure 1.1). Au premier aperçu, nous pouvons distinguer les 5 clichés successifs avec au centre notamment : les 5 expositions de Jupiter et de gauche à droite dans l'ordre, celles des satellites Callisto (JIV), Ganymède (JIII), Europe (JII) et Io (JI). Il est aussi aisé, sur un tel schéma, de visualiser les étoiles. Toutefois, il est possible qu'une étoile située sur les bords supérieur ou inférieur puisse "sortir" du champ et donc que son nombre d'expositions visibles sur l'image ne coïncide pas avec le nombre d'observations attendu sur la plaque. Chaque pose n'aura donc pas nécessairement le même nombre d'étoiles pour sa réduction.

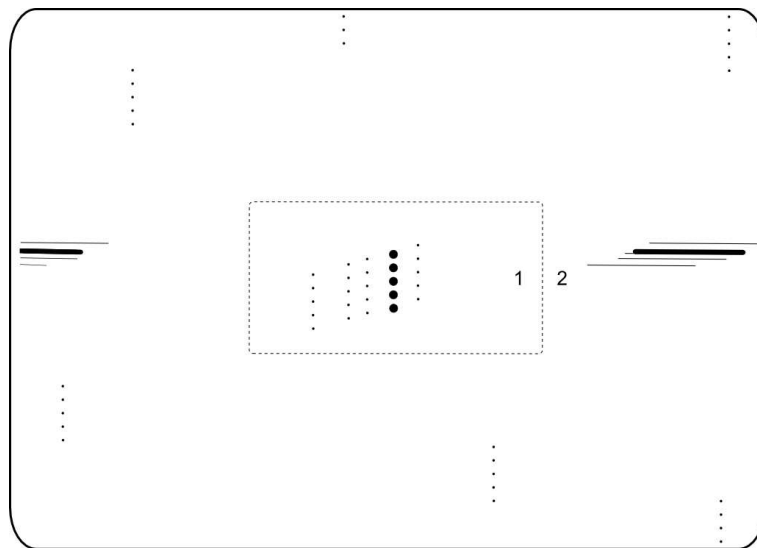


Figure 1.3 – Représentation schématique de la plaque photographique n°2114.

Deux zones distinctes ont été représentées : la zone 1, dont un détail est donné en Figure 1.4, est composée de filtres denses neutres pour compenser les faibles magnitudes V de Jupiter et de ses satellites ; tandis que la zone 2, plus exposée, est uniquement composée d'un filtre uniforme (V) permettant la sélection des longueurs d'onde du visible. Les filtres sont constitués de deux plaques de verre dont la première est le support des trois filtres qui composent la zone 1 : un filtre dense (3.0) pour Jupiter, puis deux filtres de densités différentes (1.3 et 1.5) choisis pour les satellites en fonction de leur répartition autour de la planète. Le filtre uniforme de la zone 2 est disposé sur l'intégralité de la plaque photographique. La méthode de filtrage utilisée permet la sélection d'une longueur d'onde moyenne du visible de l'ordre de 540 nm pour l'ensemble des objets.

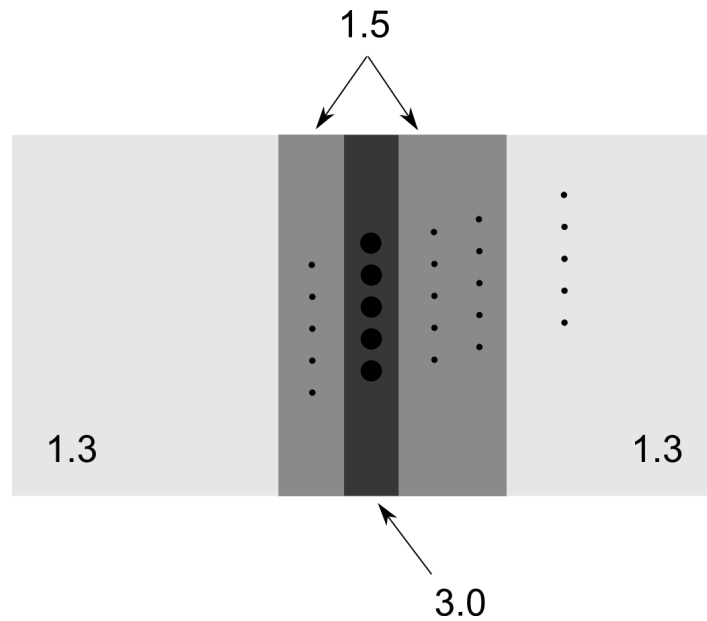


Figure 1.4 – Disposition générale des filtres denses neutres utilisés au centre des plaques étudiées.

1.2 Données observationnelles

Il est bien évidemment important de recenser les informations disponibles et nécessaires à l'analyse de telles observations. D'ailleurs et pour l'ensemble des plaques photographiques des satellites galiléens, nous disposons de données observationnelles renseignées manuellement sur les enveloppes contenant chacune des plaques, comme illustré en Figure 1.5 (enveloppe de la plaque n°2114).

PROJECT: THE GALILEAN SATELLITES			SERIES 21
INSTRUMENT: THE U.S. N.O. 26 inch REFRACTOR			
PLATE NO. 14		DATE: JUN 18 1994	
EXPOSURE NUMBER	EXPOSURE TIME	EXP. START (U. T.) CLOCK READING	EMULSION
1	20 ^s	01 ^h 50 ^m 30 ^s	103aG
2	20	01 52 00	FILTER G-6-14(12) + J#6
3	20	01 52 40	OBSERVER DP
4	20	01 53 25	SEEING VG
5	20	01 54 15	CLOCK ERROR TIRAS: Hazy
			REMARKS: Aper Full on 1 st exp; 16-inch on rest T _a on #5; 24w; 0158 ^m 46 ^s T = 84°F (cst)

Figure 1.5 – Données observationnelles renseignées sur l'enveloppe de la plaque photographique n°2114 (metadata).

Nous disposons des données précises que sont :

- la série et le numéro de la plaque considérée ;
- l’instrument utilisé, le lieu d’observation, la date grégorienne du jour de l’observation ;
- l’heure UT ou UTC du début de chaque observation, ainsi que la durée de l’exposition correspondante ;
- le type de plaque photographique, le type de filtres physiques utilisés, la température au sol, ainsi que diverses mentions et remarques telles l’identification de l’observateur ou encore l’ouverture de la lunette (observation diaphragmée ou non).

Précisons que seules les observations de la série n°01 de 1967, 1968 et 1969 ont été réalisées à l’Observatoire McCormick de Charlottesville. Au vu du rapport entre le nombre de ces plaques et celles réalisées à l’Observatoire Naval de Washington, nous désignerons désormais l’ensemble des plaques photographiques étudiées selon les termes : “plaques photographiques USNO”.

1.3 Recensement des plaques photographiques USNO des satellites galiléens

Nous proposons ici un bref aperçu de l’ensemble des plaques photographiques USNO disponibles pour étude. La Table 1.1 présente les données que sont, dans l’ordre :

- le numéro de plaque “Pl.” ;
- l’année et le mois de l’observation “Date” ;
- l’observateur “Obs.” ;
- le nombre d’expositions “Exp.” ;
- la qualité de visibilité du ciel “See.”.

Les observateurs recensés sont, par ordre alphabétique : Jean-Eudes Arlot (“JEA”), Alan Fiala (“ADF”) et Dan Pascu (“DP”). Les caractères des qualités de visibilité du ciel présentés sont : mauvais (Poor “P”), voilé (Hazy “H”), acceptable (Fair “F”), bon (Good “G”) et très bon (Very Good “VG”).

Table 1.1 – Plaques photographiques USNO des satellites galiléens disponibles pour étude.

Pl.	Date	Obs.	Exp.	See.	Pl.	Date	Obs.	Exp.	See.
0102	1967/11	DP	3	G	0116	1967/12	DP	4	VG
0103	1967/11	DP	3	G	0117	1967/12	DP	5	VG
0108	1967/11	DP	10	G	0118	1967/12	DP	3	H
0109	1967/11	DP	4	G	0119	1967/12	DP	3	H
0111	1967/11	DP	4	P	0120	1967/12	DP	4	G
0113	1967/12	DP	3	P	0121	1967/12	DP	4	F
0114	1967/12	DP	5	P	0122	1967/12	DP	4	F
0115	1967/12	DP	4	P	0123	1967/12	DP	3	F
0132	1968/01	DP	5	VG	0154	1968/03	DP	4	P
0133	1968/01	DP	5	VG	0155	1968/03	DP	4	P
0134	1968/02	DP	2	F	0156	1968/03	DP	4	VG
0135	1968/02	DP	2	G	0159	1968/04	DP	4	G
0136	1968/02	DP	3	VG	0160	1968/04	DP	6	G
0137	1968/02	DP	4	G	0161	1968/04	DP	4	G
0138	1968/02	DP	3	G	0162	1968/04	DP	5	VG
0139	1968/02	DP	3	G	0163	1968/04	DP	5	VG

Table 1.1 – Plaques photographiques USNO des satellites galiléens disponibles pour étude (suite).

Pl.	Date	Obs.	Exp.	See.	Pl.	Date	Obs.	Exp.	See.
0140	1968/02	DP	3	F	0165	1968/04	DP	5	VG
0141	1968/02	DP	3	F	0166	1968/04	DP	5	P
0142	1968/02	DP	3	F	0170	1968/05	DP	4	G
0143	1968/02	DP	3	F	0171	1968/05	DP	4	G
0144	1968/02	DP	3	G	0172	1968/05	DP	4	G
0145	1968/02	DP	2	G	0173	1968/05	DP	4	G
0146	1968/02	DP	4	G	0174	1968/05	DP	4	G
0147	1968/02	DP	4	G	0175	1968/05	DP	4	G
0148	1968/02	DP	4	G	0176	1968/06	DP	4	G
0149	1968/02	DP	4	G	0177	1968/06	DP	4	G
0150	1968/03	DP	3	P	0178	1968/06	DP	4	G
0153	1968/03	DP	4	P					
0179	1969/02	DP	3	G	0181	1969/02	DP	2	G
0180	1969/02	DP	2	G					
0201	1973/07	DP	4	G	0214	1973/09	DP	4	G
0202	1973/07	DP	4	G	0215	1973/09	DP	4	G
0203	1973/07	DP	4	G	0216	1973/09	DP	4	VG
0204	1973/07	DP	4	G	0217	1973/09	DP	4	VG
0205	1973/08	DP/ADF	4	VG	0218	1973/10	DP	4	G
0206	1973/08	DP/ADF	4	VG	0219	1973/10	DP	4	G
0207	1973/08	DP/ADF	4	G	0220	1973/10	ADF	4	P
0208	1973/08	DP/ADF	4	G	0221	1973/10	ADF	4	P
0209	1973/08	DP/ADF	3	G	0222	1973/10	DP	4	VG
0210	1973/08	DP/ADF	4	G	0223	1973/10	DP	4	VG
0211	1973/08	DP/ADF	4	G	0224	1973/10	DP	4	VG
0213	1973/09	DP/ADF	4	VG					
0301	1974/07	DP/JEA	4	F	0323	1974/10	DP/JEA	4	G
0302	1974/07	DP/JEA	4	F	0324	1974/10	ADF	5	G
0303	1974/09	DP/ADF	4	G	0325	1974/10	ADF	5	G
0304	1974/09	DP/ADF	4	G	0326	1974/10	DP/JEA	4	F
0305	1974/09	DP/ADF	4	G	0327	1974/10	DP/JEA	4	F
0306	1974/09	DP/ADF	4	VG	0328	1974/10	DP/JEA	4	F
0307	1974/09	DP/ADF	4	VG	0329	1974/10	DP	3	F
0308	1974/09	DP/ADF	4	VG	0330	1974/10	DP	3	F
0309	1974/09	DP	5	VG	0331	1974/10	DP	3	F
0310	1974/09	DP	5	VG	0332	1974/10	DP	3	VG
0311	1974/09	ADF	3	F	0333	1974/10	DP	3	VG
0312	1974/09	ADF	3	F	0334	1974/10	DP	3	VG
0313	1974/09	ADF	3	F	0335	1974/11	DP	5	G
0314	1974/09	ADF	3	F	0336	1974/11	DP	5	G
0315	1974/09	ADF	3	F	0337	1974/11	DP	4	F
0316	1974/09	ADF	4	G	0338	1974/11	DP	4	F
0317	1974/09	DP	4	G	0339	1974/11	DP	4	F
0318	1974/09	DP	4	G	0340	1974/12	DP	2	F
0319	1974/09	DP	4	G	0341	1974/12	DP	4	F
0320	1974/09	DP/ADF	2	F	0342	1974/12	ADF	4	G
0321	1974/09	DP/ADF	2	F	0343	1974/12	ADF	4	G

Table 1.1 – Plaques photographiques USNO des satellites galiléens disponibles pour étude (suite).

Pl.	Date	Obs.	Exp.	See.	Pl.	Date	Obs.	Exp.	See.
0322	1974/10	DP/JEA	4	G					
0401	1975/09	DP	5	F	0414	1975/11	DP	4	G
0402	1975/09	DP	5	F	0415	1975/11	DP	4	G
0403	1975/09	DP/ADF	4	F	0416	1975/11	DP	4	G
0404	1975/09	DP/ADF	4	F	0417	1975/11	DP	4	F
0405	1975/10	DP	4	F	0418	1975/11	DP	4	F
0406	1975/10	DP	4	F	0419	1975/11	DP	4	F
0407	1975/10	DP	3	VG	0420	1975/11	DP	4	F
0408	1975/10	DP	3	VG	0421	1975/11	DP	5	VG
0409	1975/10	DP	3	VG	0422	1975/11	DP	5	VG
0410	1975/10	DP	4	G	0423	1975/11	DP	5	F
0411	1975/10	DP	4	G	0424	1975/11	DP	5	F
0412	1975/11	DP	4	F	0425	1975/12	DP	4	VG
0413	1975/11	DP	4	F	0426	1975/12	DP	4	VG
0501	1976/09	DP	6	G	0507	1976/10	DP	5	G
0502	1976/09	DP	6	G	0508	1976/10	DP	4	P
0503	1976/09	DP	6	G	0509	1976/11	DP	5	G
0504	1976/09	DP	5	G	0510	1976/11	DP	5	G
0505	1976/09	DP	5	G	0511	1976/12	DP	4	G
0506	1976/10	DP	5	F	0512	1976/12	DP	4	G
0513	1977/01	DP	5	F	0601	1977/10	DP	6	G
0514	1977/01	DP	5	F	0602	1977/10	DP	6	G
0515	1977/02	DP	5	G	0603	1977/10	DP	6	G
0516	1977/02	DP	5	G	0604	1977/11	DP	6	VG
0517	1977/02	DP	3	G	0605	1977/11	DP	6	VG
0520	1977/02	DP	4	G	0606	1977/12	DP	6	VG
0521	1977/02	DP	4	G	0608	1977/12	DP	6	VG
0609	1978/01	DP	6	F	0623	1978/03	DP	6	VG
0610	1978/01	DP	6	F	0624	1978/03	DP	6	VG
0611	1978/01	DP	6	F	0701	1978/10	DP	5	VG
0612	1978/01	DP	6	G	0702	1978/10	DP	5	VG
0613	1978/01	DP	6	VG	0703	1978/10	DP	5	P
0614	1978/01	DP	6	VG	0704	1978/10	DP	5	P
0615	1978/01	DP	6	G	0705	1978/10	DP	6	P
0616	1978/01	DP	6	G	0706	1978/10	DP	6	P
0617	1978/02	DP	6	VG	0707	1978/11	DP	5	F
0618	1978/02	DP	6	VG	0708	1978/11	DP	5	F
0619	1978/02	DP	6	VG	0709	1978/12	DP	5	P
0620	1978/02	DP	6	VG	0710	1978/12	DP	5	P
0621	1978/03	DP	6	VG	0711	1978/12	DP	5	P
0622	1978/03	DP	6	VG					
0712	1979/03	DP	6	G	0717	1979/03	DP	6	G
0713	1979/03	DP	6	G	0718	1979/04	DP	6	VG
0714	1979/03	DP	6	VG	0719	1979/04	DP	6	VG
0715	1979/03	DP	6	VG	0720	1979/04	DP	5	G
0716	1979/03	DP	6	G	0721	1979/04	DP	5	G
0801	1980/02	DP	6	F	0806	1980/02	DP	6	G

Table 1.1 – Plaques photographiques USNO des satellites galiléens disponibles pour étude (suite).

Pl.	Date	Obs.	Exp.	See.	Pl.	Date	Obs.	Exp.	See.
0802	1980/02	DP	6	F	0807	1980/03	DP	4	G
0803	1980/02	DP	5	F	0808	1980/03	DP	4	G
0804	1980/02	DP	5	F	0809	1980/03	DP	5	G
0805	1980/02	DP	6	G					
0901	1981/01	DP	4	G	0906	1981/03	DP	5	P
0902	1981/01	DP	4	G	0907	1981/03	DP	5	G
0903	1981/02	DP	5	VG	0908	1981/03	DP	5	G
0904	1981/02	DP	5	VG	0909	1981/06	DP	5	VG
0905	1981/03	DP	5	P	0910	1981/06	DP	5	VG
1001	1982/03	DP	5	F	1009	1982/05	DP	5	F
1002	1982/03	DP	5	F	1010	1982/06	DP	6	G
1003	1982/04	DP	5	P	1011	1982/06	DP	6	G
1004	1982/04	DP	5	P	1012	1982/06	DP	4	G
1005	1982/04	DP	5	P	1013	1982/06	DP	4	G
1006	1982/05	DP	5	F	1014	1982/07	DP	5	VG
1007	1982/05	DP	5	F	1015	1982/07	DP	5	VG
1008	1982/05	DP	5	F					
1101	1983/04	DP	6	VG	1108	1983/06	DP	5	G
1102	1983/04	DP	6	VG	1109	1983/06	DP	6	G
1103	1983/05	DP	6	G	1110	1983/06	DP	6	G
1104	1983/05	DP	6	G	1111	1983/06	DP	6	VG
1105	1983/05	DP	6	G	1112	1983/07	DP	5	G
1106	1983/05	DP	6	G	1113	1983/07	DP	5	F
1107	1983/06	DP	5	G					
1201	1984/06	DP	6	G	1215	1984/08	DP	6	G
1202	1984/06	DP	6	G	1216	1984/08	DP	6	G
1203	1984/06	DP	6	G	1217	1984/08	DP	6	G
1204	1984/06	DP	6	G	1218	1984/08	DP	6	G
1205	1984/07	DP	6	F	1219	1984/08	DP	6	G
1206	1984/07	DP	6	F	1220	1984/08	DP	6	G
1207	1984/07	DP	6	F	1221	1984/08	DP	6	VG
1208	1984/07	DP	6	F	1222	1984/08	DP	6	G
1209	1984/07	DP	6	G	1223	1984/08	DP	6	G
1210	1984/07	DP	6	F	1224	1984/09	DP	6	G
1211	1984/07	DP	6	F	1225	1984/09	DP	6	G
1212	1984/08	DP	6	F	1226	1984/09	DP	6	VG
1213	1984/08	DP	6	F	1227	1984/09	DP	6	G
1214	1984/08	DP	6	G	1229	1984/09	DP	6	F
1301	1985/07	DP	6	G	1315	1985/09	DP	6	G
1302	1985/07	DP	5	G	1316	1985/09	DP	6	VG
1303	1985/08	DP	5	VG	1317	1985/09	DP	6	VG
1304	1985/08	DP	5	VG	1318	1985/09	DP	6	G
1305	1985/08	DP	5	G	1319	1985/09	DP	6	G
1306	1985/08	DP	5	G	1320	1985/10	DP	6	G
1309	1985/09	DP	4	VG	1321	1985/10	DP	6	G
1310	1985/09	DP	4	VG	1322	1985/11	DP	5	G
1311	1985/09	DP	4	G	1323	1985/11	DP	5	G

Table 1.1 – Plaques photographiques USNO des satellites galiléens disponibles pour étude (suite).

Pl.	Date	Obs.	Exp.	See.	Pl.	Date	Obs.	Exp.	See.
1312	1985/09	DP	6	G	1324	1985/11	DP	5	G
1313	1985/09	DP	6	G	1325	1985/11	DP	5	G
1314	1985/09	DP	6	G					
1401	1986/08	DP	3	VG	1417	1986/10	DP	3	F
1402	1986/08	DP	3	VG	1418	1986/10	DP	3	F
1403	1986/08	DP	3	VG	1419	1986/11	DP	5	G
1404	1986/08	DP	5	VG	1420	1986/11	DP	5	G
1405	1986/08	DP	5	VG	1421	1986/11	DP	5	G
1406	1986/08	DP	3	VG	1422	1986/11	DP	5	G
1407	1986/08	DP	3	VG	1423	1986/11	DP	5	VG
1408	1986/08	DP	3	VG	1424	1986/11	DP	5	VG
1411	1986/09	DP	4	G	1425	1986/12	DP	4	P
1412	1986/09	DP	4	G	1426	1986/12	DP	4	F
1413	1986/09	DP	4	G	1427	1986/12	DP	4	F
1414	1986/10	DP	5	G	1428	1986/12	DP	4	VG
1415	1986/10	DP	5	F	1429	1986/12	DP	4	G
1416	1986/10	DP	3	F	1430	1986/12	DP	4	G
1501	1987/08	DP	3	VG	1525	1987/10	DP	5	VG
1502	1987/08	DP	3	VG	1526	1987/10	DP	5	VG
1503	1987/08	DP	3	VG	1527	1987/10	DP	5	VG
1504	1987/08	DP	3	VG	1528	1987/10	DP	5	VG
1507	1987/09	DP	4	G	1529	1987/10	DP	6	VG
1508	1987/09	DP	4	G	1530	1987/10	DP	6	VG
1509	1987/09	DP	5	F	1531	1987/10	DP	4	F
1510	1987/09	DP	5	F	1532	1987/10	DP	4	F
1511	1987/09	DP	3	G	1533	1987/10	DP	3	F
1512	1987/09	DP	3	G	1534	1987/10	DP	3	F
1513	1987/09	DP	3	G	1535	1987/10	DP	3	F
1514	1987/09	DP	3	G	1536	1987/11	DP	4	F
1515	1987/09	DP	3	G	1537	1987/11	DP	4	F
1516	1987/09	DP	3	G	1538	1987/11	DP	3	G
1517	1987/09	DP	5	G	1539	1987/11	DP	3	G
1518	1987/09	DP	5	G	1540	1987/11	DP	3	G
1519	1987/10	DP	3	G	1541	1987/11	DP	4	VG
1520	1987/10	DP	3	G	1542	1987/11	DP	4	VG
1521	1987/10	DP	3	G	1543	1987/12	DP	6	G
1523	1987/10	DP	3	G	1544	1987/12	DP	6	G
1524	1987/10	DP	3	G					
1601	1988/11	DP	6	VG	1606	1988/11	DP	6	G
1602	1988/11	DP	6	VG	1607	1988/12	DP	6	G
1603	1988/11	DP	5	F	1608	1988/12	DP	6	G
1604	1988/11	DP	5	F	1609	1988/12	DP	5	P
1605	1988/11	DP	6	G	1610	1988/12	DP	5	P
1611	1989/01	DP	6	VG	1614	1989/02	DP	6	F
1612	1989/01	DP	6	VG	1615	1989/02	DP	6	G
1613	1989/02	DP	6	F	1616	1989/02	DP	6	G
1701	1990/01	DP	6	VG	1710	1990/03	DP	7	G

Table 1.1 – Plaques photographiques USNO des satellites galiléens disponibles pour étude (suite).

Pl.	Date	Obs.	Exp.	See.	Pl.	Date	Obs.	Exp.	See.
1702	1990/10	DP	6	VG	1711	1990/03	DP	7	G
1703	1990/01	DP	6	VG	1712	1990/03	DP	7	VG
1704	1990/02	DP	7	F	1713	1990/03	DP	7	VG
1705	1990/02	DP	6	F	1715	1990/03	DP	7	F
1706	1990/02	DP	6	F	1718	1990/03	DP	6	VG
1707	1990/02	DP	6	F	1719	1990/03	DP	6	VG
1708	1990/02	DP	6	F	1801	1990/12	DP	5	VG
1709	1990/02	DP	6	G	1802	1990/12	DP	5	VG
1803	1991/01	DP	5	VG	1809	1991/02	DP	4	G
1804	1991/01	DP	4	VG	1811	1991/04	DP	5	G
1806	1991/01	DP	5	VG	1812	1991/04	DP	5	G
1807	1991/01	DP	5	F	1813	1991/04	DP	5	G
1808	1991/01	DP	5	F	1814	1991/04	DP	5	G
1901	1992/01	DP	4	F	1914	1992/04	DP	6	VG
1902	1992/01	DP	4	F	1915	1992/04	DP	6	G
1903	1992/01	DP	5	F	1916	1992/04	DP	6	G
1904	1992/01	DP	5	F	1917	1992/04	DP	5	G
1905	1992/02	DP	5	VG	1918	1992/04	DP	5	G
1906	1992/02	DP	5	VG	1919	1992/04	DP	5	VG
1907	1992/02	DP	4	VG	1920	1992/04	DP	5	VG
1908	1992/02	DP	4	VG	1921	1992/04	DP	4	VG
1909	1992/04	DP	3	G	1922	1992/04	DP	4	VG
1910	1992/04	DP	3	G	1923	1992/04	DP	4	G
1911	1992/04	DP	3	G	1924	1992/04	DP	4	G
1912	1992/04	DP	5	G	1925	1992/04	DP	5	VG
1913	1992/04	DP	5	G	1926	1992/04	DP	5	G
2001	1993/03	DP	5	P	2013	1993/05	DP	5	VG
2002	1993/03	DP	5	P	2014	1993/05	DP	4	G
2003	1993/03	DP	4	F	2015	1993/05	DP	4	G
2004	1993/03	DP	4	G	2016	1993/06	DP	4	G
2005	1993/03	DP	4	G	2017	1993/06	DP	4	G
2006	1993/03	DP	5	P	2018	1993/06	DP	5	G
2007	1993/03	DP	5	P	2019	1993/06	DP	5	G
2008	1993/04	DP	4	G	2020	1993/06	DP	5	G
2009	1993/04	DP	4	G	2021	1993/06	DP	5	G
2010	1993/04	DP	5	F	2022	1993/06	DP	4	G
2011	1993/04	DP	5	F	2023	1993/06	DP	4	G
2012	1993/05	DP	5	VG					
2101	1994/04	DP	6	G	2114	1994/06	DP	5	VG
2102	1994/04	DP	5	G	2115	1994/06	DP	5	VG
2103	1994/04	DP	6	G	2116	1994/06	DP	6	VG
2104	1994/04	DP	6	G	2117	1994/06	DP	6	VG
2105	1994/04	DP	4	F	2118	1994/06	DP	6	VG
2106	1994/04	DP	4	F	2119	1994/06	DP	6	VG
2107	1994/04	DP	4	F	2120	1994/06	DP	4	VG
2110	1994/04	DP	5	P	2121	1994/06	DP	4	G
2111	1994/04	DP	5	P	2122	1994/07	DP	4	G

Table 1.1 – Plaques photographiques USNO des satellites galiléens disponibles pour étude (suite).

Pl.	Date	Obs.	Exp.	See.	Pl.	Date	Obs.	Exp.	See.
2112	1994/06	DP	5	G	2123	1994/07	DP	5	VG
2113	1994/06	DP	5	G	2124	1994/07	DP	5	VG
2201	1995/06	DP	6	P	2208	1995/06	DP	6	F
2202	1995/06	DP	6	P	2209	1995/06	DP	5	F
2203	1995/06	DP	6	F	2210	1995/07	DP	5	G
2204	1995/06	DP	6	G	2211	1995/07	DP	5	G
2205	1995/06	DP	6	G	2212	1995/07	DP	6	G
2206	1995/06	DP	6	F	2213	1995/07	DP	6	G
2207	1995/06	DP	6	F	2214	1995/07	DP	6	G
2301	1996/05	DP	6	F	2311	1996/07	DP	7	G
2302	1996/05	DP	7	P	2312	1996/07	DP	7	F
2303	1996/05	DP	6	P	2313	1996/09	DP	7	F
2304	1996/05	DP	6	P	2314	1996/09	DP	7	F
2305	1996/06	DP	6	F	2315	1996/09	DP	7	F
2306	1996/06	DP	6	F	2316	1996/09	DP	7	F
2307	1996/07	DP	7	F	2317	1996/09	DP	7	VG
2308	1996/07	DP	7	F	2318	1996/09	DP	7	VG
2309	1996/07	DP	7	F	2319	1996/09	DP	7	G
2310	1996/07	DP	7	F	2320	1996/09	DP	7	G
2401	1997/08	DP	5	G	2408	1997/09	DP	6	F
2402	1997/08	DP	5	P	2409	1997/09	DP	6	F
2403	1997/08	DP	5	P	2410	1997/09	DP	6	F
2404	1997/09	DP	4	F	2411	1997/09	DP	4	VG
2405	1997/09	DP	4	F	2412	1997/09	DP	5	VG
2406	1997/09	DP	5	VG	2413	1997/09	DP	6	P
2407	1997/09	DP	5	VG					
2502	1998/09	DP	4	F	2508	1998/09	DP	4	VG
2503	1998/09	DP	4	F	2509	1998/11	DP	6	VG
2504	1998/09	DP	4	P	2510	1998/11	DP	6	F
2505	1998/09	DP	4	F	2511	1998/11	DP	5	F
2506	1998/09	DP	4	F	2512	1998/12	DP	6	F
2507	1998/09	DP	4	VG					

La Figure 1.6 présente la répartition du nombre de plaques photographiques USNO disponibles, selon leur année d’observation. Nous disposons ainsi de très exactement 553 plaques des satellites galiléens, représentant près de 2650 observations individuelles pour une moyenne de 4.8 expositions par plaque. Aussi et en première approximation, nous pouvons envisager que les observations dont les caractères des qualités de visibilité du ciel (“seeing”) sont : acceptable, bon et très bon, seront aisément exploitables et nous permettront de produire les résultats les plus intéressants. En ce sens, nous estimons que le nombre d’expositions exploitables est en réalité proche de 2400.

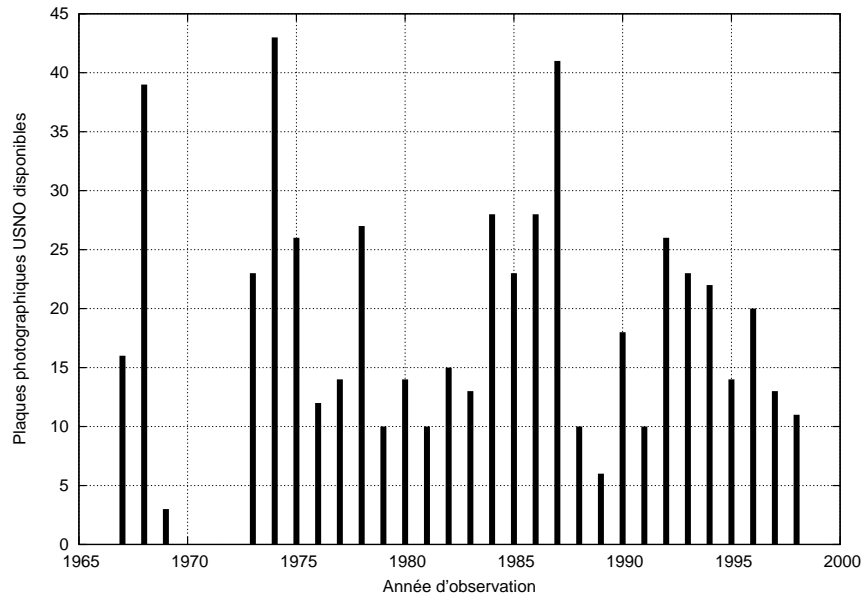


Figure 1.6 – Nombres de plaques photographiques USNO selon l’année d’observation.

1.4 Caractéristiques des plaques Kodak 103aG

Les plaques photographiques Kodak 103aG sont le support de base de notre étude, il est donc essentiel de regrouper les informations disponibles sur ce type de matériel. Plus particulièrement, nous disposons d’observations USNO sur un intervalle de 30 ans ; des données relatives à la tenue dans le temps des plaques photographiques utilisées pourraient nous permettre, par exemple, d’estimer la précision des résultats qui seront produits.

Les plaques photographiques Kodak 103aG sont des plaques de verre de 13 x 18 cm pour une épaisseur de 1 mm. En termes de stabilité de dimensionnement et selon le fabricant, le verre utilisé présente un coefficient d’humidité proche de 0 et un coefficient thermique, définissant le changement de propriétés en fonction de la température, de seulement $0.004 \mu\text{m}$ par millimètre par degré Fahrenheit. Ces caractéristiques confèrent aux plaques photographiques Kodak 103aG, une stabilité supérieure à celle de l’aluminium ou encore de l’acier. Le support de verre est recouvert d’une fine couche d’émulsion photosensible : composé chimique d’éléments photosensibles fondamentaux et d’halogénures d’argent. Lorsque l’émulsion est frappée par un rayon lumineux, un noircissement traduit la réaction du composé ; l’intensité de cette réponse photographique étant fonction de la longueur d’onde perçue. La Figure 1.7 propose un exemple de réaction photosensible de l’émulsion, imprimée par Jupiter sur une plaque Kodak 103aG. La Figure 1.8 propose une représentation en relief des densités photographiques de la planète.

La composition de l’émulsion est primordiale selon le type d’observation à réaliser ; d’ailleurs les éléments énoncés plus haut permettent une sensibilité spectrale dans les domaines ultraviolet ($< 380 \text{ nm}$), violet ($< 446 \text{ nm}$), bleu ($< 500 \text{ nm}$) et vert ($< 550 \text{ nm}$) “uniquement”. Aussi et pour proposer la réponse photographique dans les domaines du jaune, rouge et proche infrarouge, la firme a introduit dans sa composition de l’émulsion des colorants photosensibles supplémentaires. Cette méthode a permis d’améliorer la sensibilité des halogénures d’argent, de sorte que les utilisateurs puissent disposer d’un intervalle de longueurs d’onde allant de 250 nm à 1300 nm.

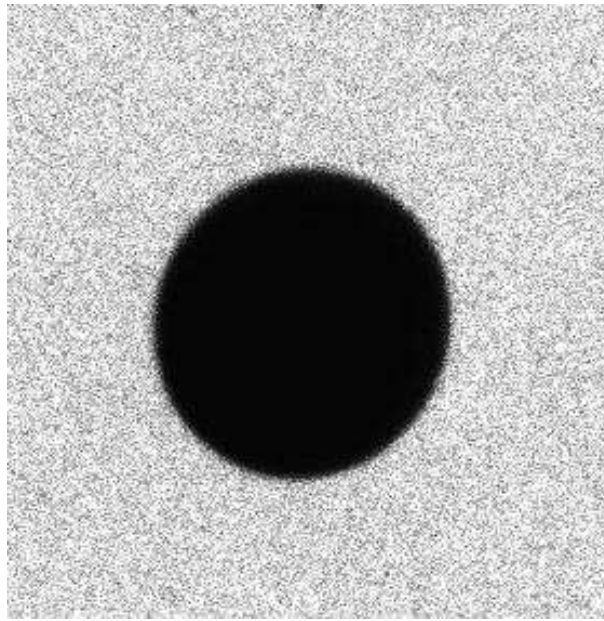


Figure 1.7 – Réaction photosensible imprimée par la planète Jupiter sur une plaque photographique Kodak 103aG.

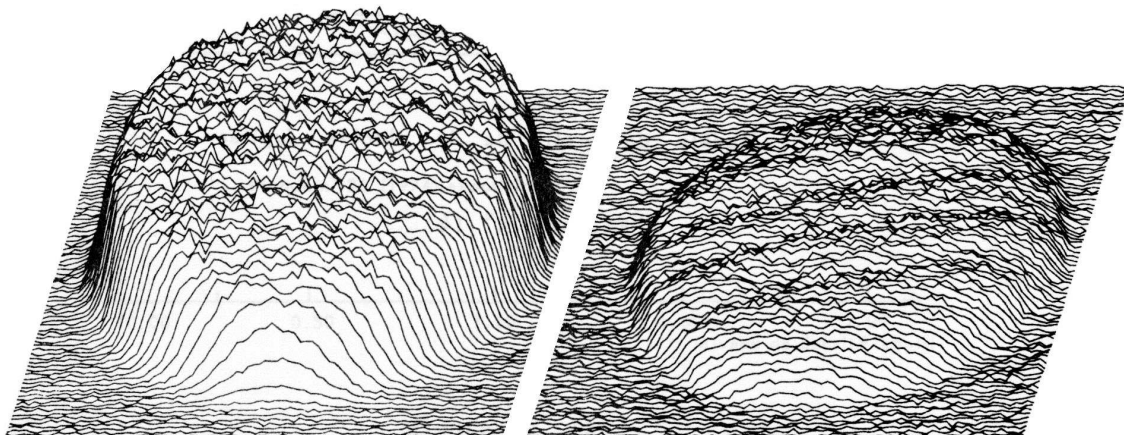


Figure 1.8 – Représentation en relief des densités photographiques de la planète Jupiter (crédit J.E. Arlot) - Clichés surexposé (gauche) et sous-exposé (droite).

Dans le cas des plaques photographiques Kodak 103aG, la réponse photographique est considérée complète pour les longueurs d'onde des domaines ultraviolet, visible et proche infrarouge. Elle dépend aussi et bien évidemment de plusieurs facteurs, notamment de la température et de la teneur en humidité de la plaque elle-même. Par exemple, si nous augmentons l'humidité relative de l'environnement direct, la teneur correspondante de l'émulsion augmente *de facto*, ce qui peut entraîner une perte de sensibilité spectrale. D'après le constructeur, là encore, aucune relation d'ordre général ne peut être établie entre la réponse photographique, la température et l'humidité ambiantes. L'unique moyen de minimiser les erreurs étant d'utiliser les plaques photographiques à conditions environnementales (température et humidité relative) identiques, que ce soit lors de la réalisation de l'observation ou de son analyse. Précisons enfin que le fabricant propose des matériaux traités optiquement mais aucune donnée précise n'a été renseignée jusqu'à ce jour. La seule information disponible laisse supposer que la tolérance de planéité est de l'ordre de $2.5 \mu\text{m}$ par centimètre linéaire de plaque.

De manière générale au cours du temps, les matériels photographiques subissent une altération principalement d'ordre chimique, selon une contribution importante de la température. Le constructeur préconise d'ailleurs de maintenir les plaques photographiques à usage scientifique dans leur enveloppe et dans un environnement sec, dont la température serait comprise entre 4°C et 10°C. Il préconise aussi d'éviter tout transport, si ce n'est dans des dispositions bien spécifiques, de sorte que le temps de trajet soit minimum et dans un conditionnement régulé en température et humidité relative.

À partir de ces quelques caractéristiques, pouvons-nous en estimer l'impact exact sur la précision des résultats ? La réponse est non. En effet, nous savons désormais dans quelles conditions doivent être réalisés les observations, leur conditionnement et analyse, pour que les impacts négatifs puissent être minimisés et donc que les résultats produits ne soient pas entachés d'imprécisions (propriétés dimensionnelles de la plaque et/ou de l'émulsion modifiées). D'ailleurs, nous verrons que nous travaillerons, lors de la numérisation des plaques photographiques, dans des conditions environnementales fixes, invariantes et qui plus est idéales en termes de température, pression et humidité relative. Cela étant, il convient évidemment de souligner que ces conditions de mesure seront différentes de celles des observations elle-mêmes. De plus, les plaques photographiques USNO des satellites galiléens ont été réalisées de 1967 à 1998 ; nous sommes dans l'incapacité technique, sur cet intervalle de temps, de retracer quelles étaient les conditions des différents stockages, des différents transports, ainsi que des diverses manipulations le cas échéant. Nous ne pouvons pas dire dans quelle mesure ces facteurs auront modifié les propriétés des plaques, et donc quelle en sera la répercussion réelle sur les résultats de notre analyse. Toutefois, nous devons envisager une altération plus ou moins conséquente du support et de son émulsion, sur tout ou partie de la collection.

Chapitre 2

Principe général de la réduction astrométrique

Sommaire

2.1	Systèmes et repères de référence spatio-temporels	38
2.1.1	Le système de référence céleste ICRS	38
2.1.2	Le repère de référence céleste ICRF	39
2.2	Échelles de temps	40
2.2.1	Le Temps Dynamique Barycentrique TDB	40
2.2.2	Le Temps Terrestre TT	41
2.2.3	Le Temps Universel Coordonné UTC	42
2.3	Systèmes de coordonnées équatoriales célestes - Variables de positionnement	42
2.3.1	Les coordonnées équatoriales (RA, Dec)	44
2.3.2	Les coordonnées différentielles	44
2.3.3	Les coordonnées tangentiels	44
2.4	Réduction astrométrique adaptée aux plaques photographiques USNO des satellites galiléens	45
2.4.1	Réduction astrométrique par la méthode du trail-scale	46
2.4.2	Réduction astrométrique par rattachement aux étoiles	47
2.5	Les catalogues d'étoiles disponibles	49

L'utilisation d'un télescope permet d'obtenir l'image d'un champ du ciel et en particulier des quantités physiques traduisant la configuration géométrique des corps célestes observés. La question qui se pose alors est : les quantités physiques observées sont-elles de même dimension que les quantités physiques produites au sortir de l'instrument ?

Dans le cadre de notre étude, nous nous attacherons à analyser des plaques photographiques des satellites galiléens ; aussi ces plaques ne sont-elles pas la représentation plane d'un champ sphérique au foyer du télescope ? La réponse à cette question introduit les notions de projection sphère/plan et de passage des coordonnées sphériques aux coordonnées tangentiels. En effet, le champ est mesuré en angles sur le ciel tandis que son image, soit sa projection sur plaque plane, est elle mesurée en millimètres. La réduction astrométrique prend alors tout son sens car elle est ainsi définie comme étant le processus qui permet d'étalonner l'image, dans le but de transformer les positions tangentiels sur plan en positions angulaires sur le ciel.

L'objectif premier de cette thèse est de produire les positions angulaires en ascension droite et déclinaison des satellites galiléens, par l'analyse et la réduction astrométrique des plaques photographiques USNO. Pour être en mesure d'explicitier ce dernier principe mais aussi d'exprimer les solutions astrométriques, il est nécessaire de définir le cadre de l'étude. Nous commencerons donc par présenter les systèmes et repères de référence spatio-temporels qui seront utilisés dans notre analyse, ainsi que les systèmes de coordonnées associés. Pour clore ce chapitre, nous présenterons aussi les deux méthodes de réduction astrométrique applicables à nos plaques : la méthode du trail-scale et la méthode par rattachement. Nous présenterons enfin un premier comparatif des catalogues d'étoiles qui serviront au rattachement.

2.1 Systèmes et repères de référence spatio-temporels

L'étude du mouvement d'un point matériel se traduit par l'expression de ses coordonnées, vitesse et accélération, par rapport à un système de référence spatial et par rapport à un temps t : la notion de système de référence spatio-temporel est ainsi introduite. Le principe étant, en particulier, de pouvoir modéliser les mouvements des objets à la fois sur un plan cinématique et dynamique.

Lors de l'Assemblée Générale XXIV de l'Union Astronomique Internationale (UAI) en 2000, ses membres ont adopté de nouvelles résolutions quant à la définition et la réalisation des systèmes de référence spatio-temporels relativistes respectivement barycentrique pour le Système Solaire et géocentrique pour la Terre, ainsi que pour les transformations des coordonnées d'espace et de temps dans le Système Solaire.

Le Système de Référence Céleste Barycentrique ("Barycentric Celestial Reference System (BCRS)") et le Temps Coordonné Barycentrique (TCB) associé, le Système de Référence Céleste Géocentrique ("Geocentric Celestial Reference System (GCRS)") et le Temps Coordonné Géocentrique (TCG) associé sont définis dans le cadre de la Relativité Générale par la précision des tenseurs métriques propres à chacun, et par la précision des transformations en 4 dimensions d'espace et de temps pour passer de l'un à l'autre à différents niveaux post newtoniens. Aussi les définitions UAI du BCRS et du GCRS ne concernent que la relativité.

2.1.1 Le système de référence céleste ICRS

En toute logique, nous utiliserons une implémentation du BCRS comme système de référence céleste : le Système de Référence Céleste International ("International Celestial Reference System (ICRS)") adopté en 1997 par l'UAI et en vigueur depuis le 1^{er} janvier 1998. L'ICRS est le concept théorique composé d'un ensemble de conventions qui définissent la construction des systèmes de coordonnées et de temps associés. Plus précisément, ces conventions décrivent le choix des corps de référence, le choix du modèle physique et des théories permettant de modéliser les mouvements des objets, ainsi que le choix d'un système de constantes astronomiques. Depuis 1998, les catalogues d'étoiles et les éphémérides construits expriment les positions de leurs corps respectifs dans l'ICRS.

L'ICRS est un système idéal, à la fois cinématique et dynamique : il n'a pas de rotation d'ensemble car il est réalisé à partir des directions de radio sources extragalactiques observées par Very Long Base Interferometry (VLBI), sans mouvements propres décelables.

L’UAI a chargé le Service International de la Rotation Terrestre et des Systèmes de Référence (“International Earth Rotation and Reference Systems Service (IERS)”) de la maintenance de l’ICRS.

2.1.2 Le repère de référence céleste ICRF

L’ICRS est matérialisé par le Repère Céleste de Référence International (“International Celestial Reference Frame (ICRF)”). Ce repère est réalisé par les coordonnées équatoriales précises de 608 radio sources extragalactiques observées par VLBI pour la date de référence J2000.0. Les galaxies lointaines et les quasars sont à la base de sa définition cinématique ; le Système Solaire est à la base de sa définition dynamique. Son origine est définie comme étant confondue avec le barycentre du Système Solaire. Son pôle est dans la direction J2000.0 (date julienne 2451545.0) décrite par les modèles UAI de précession (Lieske et al., 1977) et de nutation (Seidelmann, 1982) ; l’origine des ascensions droites est confondue avec l’ascension droite du quasar 3C273B (Hazard et al., 1971). Ces directions sont maintenues fixes par rapport aux quasars avec une précision de l’ordre de ± 20 mas (milli-arcseconde). Le plan de référence et l’origine des ascensions droites sont voisins de l’équateur et des équinoxes dynamiques moyens inertiel et rotationnel J2000.0, mais non confondus avec eux. Aussi et à titre d’information, les coordonnées du pôle moyen J2000.0 dans l’ICRS sont de : $+16.6$ mas dans la direction 12^{h} et $+6.8$ mas dans la direction 18^{h} (IERS, 2006).

	Orientations J2000.0 dans l’ICRS (mas)	σ (mas)
ϵ_x	+6.8	± 0.01
ϵ_y	+16.6	± 0.01
ϵ_z	-78	± 10

Table 2.1 – Coordonnées ICRS du pôle céleste moyen ($\epsilon_x; \epsilon_y$) et de l’équinoxe ϵ_z J2000.0 à l’époque J2000.0.

Pour estimer la précision de cette représentation, les observations ont été dissociées en 3 groupes : 212 sources de très haute qualité qui définissent les axes du repère et dont la précision sur les positions est de 0.4 mas ; 294 sources “candidates” dont le nombre d’observations (ou la durée) n’est pas suffisant pour entrer dans la première catégorie, dans l’immédiat ; et 102 sources dont les positions subissent des variations de mesure excessives qui peuvent être linéaires ou aléatoires. La précision de réalisation des axes de l’ICRS par l’ICRF est estimée à 0.02 mas ; et par comparaison, les incertitudes sur les positions et les mouvements propres peuvent être jusqu’à 100 fois plus faibles que celles de la représentation du Fundamental Katalog 5 (FK5) introduit par Fricke et al. (1988, 1991), et que l’ICRS remplace désormais. Pour la première fois, le repère fondamental est dissocié de l’orientation de l’équateur et de l’écliptique. Un nouveau cap a ainsi été franchi dans l’abandon du point de vue anthropocentriste.

Une des applications majeures d’un repère de référence fondamental consiste en son accessibilité à tous les instruments astrométriques aussi bien dans les domaines du visible ou des ondes radio par exemple. L’ICRF étant fondé sur des radio sources non observables en optique, il n’y a pas d’accessibilité immédiate en lumière visible. Cela implique donc la nécessité de rattacher un catalogue d’étoiles au même système.

Le premier catalogue à avoir été rattaché à l’ICRS est le catalogue d’étoiles Hipparcos (Perryman et al., 1997) comportant près de 120 000 positions astrométriques d’étoiles. Ses incertitudes externes sont de l’ordre de 1 mas sur les positions angulaires à l’époque

du catalogue et les parallaxes; et de l'ordre de 1 mas/an sur les mouvements propres. Les axes du catalogue sont alignés sur ceux de l'ICRS pour la date de référence J1991.25 avec une précision de ± 0.6 mas en position angulaire et de ± 0.25 mas/an en vitesse de rotation (Kovalevsky, 1997). À titre de comparaison, le catalogue FK5 a été compilé dans le système Hipparcos; les directions du pôle céleste et de l'origine ont été déterminées à l'époque moyenne J2000.0 avec une précision de 2.3 mas. Par analogie avec les données de la Table 2.1, la Table 2.2 présente les coordonnées des axes du FK5 dans l'ICRS, compte tenu des erreurs dues au rattachement de Hipparcos à ce même système de référence (Mignard et al., 1997).

	Orientations FK5 dans l'ICRS (mas)	σ (mas)
ϵ_x	+19.9	± 2.3
ϵ_y	-9.1	± 2.3
ϵ_z	+22.9	± 2.3

Table 2.2 – Coordonnées ICRS du pôle céleste moyen ($\epsilon_x; \epsilon_y$) et de l'équinoxe ϵ_z FK5 à l'époque J2000.0.

Les catalogues d'étoiles construits à la suite de Hipparcos ont été rattachés à l'ICRS par ses réalisations première puis seconde. En effet et depuis 1998, deux extensions de l'ICRF ont été introduites; il s'agit des repères de référence ICRF-Ext.1 (IERS, 1999) et ICRF-Ext.2 (Fey et al., 2004). Les données ajoutées au repère originel par ces deux extensions proviennent de plusieurs programmes d'observations et rentrent dans la définition propre de l'ICRS : le catalogue ICRF-Ext.1 contient les positions de 667 sources extragalactiques et l'ICRF-Ext.2 contient, quant à lui, 50 sources supplémentaires. Dans les deux cas, les sources de définition des axes restent identiques à celles de l'ICRF.

Une nouvelle réalisation de l'ICRS est en cours d'élaboration : l'ICRF2 contient les positions précises de 3414 radio sources. Son adoption a été votée en août 2009 lors de l'Assemblée Générale XXVII de l'UAI; il entrera en vigueur le 1^{er} janvier 2010. La stabilité des axes de l'ICRF2 est attendue à $\pm 10 \mu\text{as}$ (micro-arcseconde).

2.2 Échelles de temps

Le temps t est indissociable de la construction d'un système de référence spatio-temporel. Il existe en ce sens différentes échelles de temps utilisées en astrométrie. Rappelons d'ailleurs qu'il est important de distinguer la notion d'unité de temps impliquant la mesure de durées, de la notion d'échelle de temps qui est définie pour le repérage d'un instant et qui nous intéresse plus particulièrement ici. Malgré le fait que ces deux notions soient cependant liées, nous nous attacherons uniquement à définir les échelles de temps nécessaires aux calculs astrométriques présentés dans cette thèse.

2.2.1 Le Temps Dynamique Barycentrique TDB

Pour déterminer la position d'un corps par rapport au barycentre du Système Solaire, nous employons évidemment une échelle de temps dynamique associée au BCRS. D'ailleurs et depuis son adoption par l'Assemblée Générale XI de l'UAI en 1991, le TCB qui remplace le Temps Dynamique Barycentrique (TDB) est cette échelle de temps; toutefois et pour des raisons historiques, le TDB reste encore aujourd'hui l'argument de temps des éphémérides de positions barycentriques des corps du Système Solaire et des étoiles.

Le TDB est donc l'échelle de temps que nous utiliserons principalement dans notre étude. Nous verrons que sa définition nécessite de travailler avec le Temps Terrestre (TT), temps intermédiaire au passage UTC \mapsto TDB qui nous importe ici ; nous définissons UTC au chapitre 2.2.3. TDB fut aussi introduit conjointement avec le Temps Dynamique Terrestre (TDT) en 1976. TDT fut défini en fonction du Temps Atomique International (TAI) pour l'utilisation des éphémérides géocentriques (équation 2.1) ; TDB fut défini pour l'utilisation des éphémérides barycentriques. La relation entre ces deux échelles est tributaire de la métrique relativiste employée et du fait que leur différence ne doit laisser apparaître que des variations périodiques (équation 2.2). TDB fut ainsi exprimé à partir de TDT par une relation analytique développée par Moyer (1981), Hirayama et al. (1987), et Fairhead et al. (1988). Une formulation simple des transformations entre ces échelles de temps fut donnée par Seidelmann et Fukushima en 1992 :

$$TDT = TAI + 32.184 \text{ s} \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} TDB - TDT &= 0.001658 \times \sin(35999.37^\circ T + 357.5^\circ) \\ &+ 0.0000224 \times \sin(32964.50^\circ T + 246.0^\circ) \\ &+ 0.0000138 \times \sin(71998.70^\circ T + 355.0^\circ) \\ &+ 0.0000048 \times \sin(3034.90^\circ T + 25.00^\circ) \\ &+ 0.0000047 \times \sin(34777.30^\circ T + 230.0^\circ) + \dots \end{aligned} \quad (2.2)$$

Le terme T représente le Temps Terrestre TT écoulé depuis l'époque J2000.0, en siècles juliens, selon la considération que TT et TDT sont équivalents et interprétés comme temps atomiques idéaux avec la seconde SI comme unité de mesure sur le géoïde terrestre. En effet, l'utilisation de TDB en relation avec TDT implique de redéfinir les unités de temps s_B et de longueur m_B , dans le but de supprimer les termes séculaires pour que seuls les termes périodiques perdurent. En ce sens, les nouvelles unités sont différentes des unités locales de la seconde SI et du mètre SI notées s_L et m_L : $s_B = 1/(s_L \times n_G)$ et $m_B = 1/(m_L \times n_G)$ avec $n_G = 1 - 1.550506 \times 10^{-8}$. Cela implique que les valeurs de certaines constantes astronomiques dépendent du système de référence considéré, qu'il soit géocentrique ou barycentrique, et de son utilisation. Cet effet est aujourd'hui compensé par l'utilisation des échelles de temps TCB et TT ; cela étant et comme nous utiliserons essentiellement TDB, nous considérerons désormais, en vertu de la résolution B3 de l'UAI (2006), que cette échelle est définie par une transformation linéaire de TCB telle que :

$$TDB = TCB - 1.550519768 \times 10^{-8} \times (JD_{TCB} - 2443144.5003725) \times 86400 - 6.55 \times 10^{-5} \quad (2.3)$$

2.2.2 Le Temps Terrestre TT

Le Temps Terrestre TT a été défini par l'UAI en 1991 comme le temps coordonné à la surface de la Terre et par conséquent, l'argument de temps des éphémérides géocentriques apparentes.

L'unité de mesure de TT est la seconde SI sur le géoïde terrestre et au 1^{er} janvier 1977 à 00h00m00.000s TAI, TT valait exactement 00h00m32.184s. En sus de cet écart à TAI, la déviation relative de TT fut évaluée entre 1977 et 1990 à $\pm 10 \mu\text{s}$; aussi et en remplacement de TDT, l'équation 2.1 devient :

$$TT = TAI + 32.184 \text{ s} \quad (2.4)$$

La différence entre TT et TCG est considérée comme fonction d'un unique facteur d'échelle constant, telle que :

$$TT = TCG - 6.969290134 \times 10^{-10} \times (JD_{TCG} - 2443144.5003725) \times 86400 \quad (2.5)$$

2.2.3 Le Temps Universel Coordonné UTC

Le Temps Universel Coordonné UTC, sur lequel repose au niveau mondial le temps légal, est déduit de TAI par le décalage d'un nombre entier de secondes, de sorte qu'il se conforme approximativement à la valeur du paramètre UT1 principalement déduit des observations par l'IERS. Par définition :

$$\begin{aligned} UTC &= TAI + n \\ UTC &= UT1 \pm 0.9 \text{ s} \end{aligned} \quad (2.6)$$

Le paramètre n représente un nombre entier de secondes, déterminé tel que UTC ne diffère jamais de plus de 0.9 s de UT1. En effet, l'étude d'un événement sur la sphère céleste implique un changement de coordonnées pour rapporter ledit événement à la position terrestre de l'observateur. Selon ce principe, une transformation de TT en une échelle de temps homogène à la rotation de la Terre est nécessaire. Le paramètre UT représentait cette échelle de temps jusqu'en 1972, date à partir de laquelle UTC lui aura été préférée pour des raisons de mauvaise uniformité, comparée à celle des étalons atomiques. La contrainte du décalage de 0.9 s à UT1 justifie la nécessité d'introduire des secondes intercalaires qui permettent de suivre les irrégularités à long terme de la rotation de la Terre (termes périodiques saisonniers, fluctuations irrégulières, ralentissement séculaire). Depuis le 1^{er} janvier 2009, $UTC - TAI = -34$ s et si nous introduisons ce terme dans la définition de TT vue en équation 2.4, nous obtenons la relation liant UTC et TT suivante :

$$UTC = TT - 66.184 \text{ s} \quad (2.7)$$

D'une manière générale, les heures d'expositions des plaques photographiques USNO sont renseignées en UTC. Toutefois et pour les années 1967, 1968 et 1969, ces mêmes données sont tout naturellement renseignées en UT car UTC n'a pas été propagé avant 1972. Par définition, mais aussi pour les années antérieures à cette date, UTC se déroule selon la seconde TAI avec décalage de sorte que sa différence avec UT reste inférieure à 0.9 s. En conséquence, nous considérerons ici que $UTC \simeq UT$ avant 1972.

2.3 Systèmes de coordonnées équatoriales célestes - Variables de positionnement

De nombreux systèmes de coordonnées célestes peuvent être définis selon leur rattachement à l'ICRS. Les plans et origines de référence des coordonnées sont d'ailleurs déduits du repère céleste associé par des transformations de précession et nutation, ainsi que par des translations pour en déplacer le centre. Au cours de notre étude, nous utiliserons essentiellement les systèmes de coordonnées équatoriales célestes barycentriques, géocentriques et topocentriques, qu'ils soient moyens ou apparents.

Les positions des corps du Système Solaire sont données par des éphémérides (théories planétaires et éphémérides dédiées) ; celles des étoiles sont données par des catalogues. La représentation de ces positions se traduit par un couple d'angles (α, δ) respectivement appelés "ascension droite" (RA) et "déclinaison" (Dec) exprimés dans le BCRS : l'origine est

le barycentre du Système Solaire et les coordonnées sont rapportées à l'ICRF pour la date de référence J2000.0. Le système d'axes orthogonal direct associé est alors fixe et défini par la donnée d'un centre, du pôle moyen et de la direction de référence correspondants à cette date. Cette formulation revêt l'avantage d'exprimer des positions en coordonnées sphériques sur une sphère céleste, plus intuitives pour l'Homme.

Étudier une observation sur Terre nécessite de devoir passer d'un système de coordonnées barycentriques moyen dans lequel sont données les positions des corps célestes pour une époque de référence, à un système de coordonnées topocentriques apparent dans lequel l'observation est réalisée. La position apparente d'un corps étant définie comme sa position sur une sphère céleste dont l'observateur est le centre et dont l'équateur et l'équinoxe de référence sont ceux de la date. La question qui se pose alors est celle du choix du système de coordonnées dans lequel seront exprimées les positions des satellites galiléens produites. Par exemple, devons-nous fournir des résultats dans un système céleste topocentrique apparent, ou bien barycentrique moyen ?

La réponse à cette question oblige à s'intéresser à la précision même des résultats mais aussi au devenir de notre travail. Le but étant, dans un premier temps, de minimiser les erreurs inhérentes aux transformations entre les différents systèmes de coordonnées, et ensuite de permettre à la communauté une exploitation future et accessible des positions calculées. Par de simples translations, nous pouvons modifier l'origine des systèmes de coordonnées ; puis le passage d'un système d'axes moyens à un système d'axes apparents nécessite de devoir corriger principalement de la précession et de la nutation considérées. Ces deux types de transformation impliquent l'usage de deux théories distinctes avec chacune leur propre précision de réalisation : les translations correspondant aux changements d'origine sont déterminées à partir de théories planétaires, les orientations des plans de référence sont déterminées à partir de théories dites de précession-nutation. D'un côté, les théories planétaires sont accessibles et présentent une relative stabilité par comparaison des versions ; de l'autre, les théories de précession-nutation sont régulièrement réajustées et peuvent être assez différentes selon leur réalisation.

De par ces considérations, il a été choisi de produire les résultats dans un système de coordonnées célestes géocentrique ICRS et ce, pour plusieurs raisons :

- le repère ICRF associé à l'ICRS présente l'avantage d'être parfaitement défini, pratique et approuvé par l'ensemble des astronomes ;
- les théories planétaires qui seront utilisées sont accessibles et archivées ;
- effectuer une première correction de précession-nutation pour passer à un système de coordonnées apparentes, puis réaliser une correction inverse par la même théorie, permettent d'en minimiser la répercussion sur les résultats mais aussi sur leur utilisation future.

Il aurait été naturel de conserver un système de coordonnées topocentriques pour exprimer nos résultats ; cependant, la correction topocentrique/géocentrique étant parfaitement maîtrisée au niveau de précision souhaité, nous avons préféré un système de coordonnées géocentriques par commodité pour de futurs utilisateurs. Enfin, les mesures des plaques photographiques USNO ainsi que les données brutes des numérisations seront conservées pour une nouvelle réduction ultérieure.

2.3.1 Les coordonnées équatoriales (RA, Dec)

Nous désignerons désormais les coordonnées équatoriales célestes (RA, Dec) ou (α, δ) par les termes : “coordonnées équatoriales”, “coordonnées (RA, Dec)” ou “coordonnées (α, δ) ”. En particulier, les coordonnées équatoriales des satellites galiléens seront déterminées par calcul, en rapportant leur position à celles d'étoiles considérées connues, car données par un catalogue.

2.3.2 Les coordonnées différentielles

Les coordonnées différentielles sont notées par un couple $(\Delta\alpha, \Delta\delta)$ ou $(\Delta\alpha \cos \delta, \Delta\delta)$. Elles représentent les coordonnées équatoriales (RA, Dec) d'un satellite rapportées à un autre, ou bien rapportées au centre géométrique de leur ensemble. Lorsque les catalogues d'étoiles n'étaient pas encore disponibles et donc lorsque les méthodes de réduction par rattachement n'étaient pas envisageables, ce type de coordonnées était le plus répandu dans le domaine de l'astrométrie.

Aujourd'hui et par comparaison avec les coordonnées équatoriales, les coordonnées différentielles présentent l'avantage d'éliminer certains effets systématiques et notamment ceux dus à la position de Jupiter et à la détermination de son centre de masse, dans le cas des satellites galiléens. En effet, les éphémérides des satellites donnent généralement des positions relatives au centre de masse de la planète voire du système planétaire.

2.3.3 Les coordonnées tangentielles

Les coordonnées tangentielles (X, Y) d'un corps céleste sont la projection de ses coordonnées (α, δ) sur un plan perpendiculaire à la direction observateur-astre. Elles sont principalement utilisées dans le cas des réductions sans étoiles ou bien intermédiaires avec étoiles. Les coordonnées tangentielles sont mesurables depuis les observations issues de plaques photographiques ou images CCD par exemple. Dans le cas des plaques photographiques USNO étudiées, l'origine de mesure des coordonnées tangentielles sera le centre optique du réfracteur (α_0, δ_0) ; les axes X et Y seront respectivement dirigés selon l'équateur de la date et le méridien du lieu.

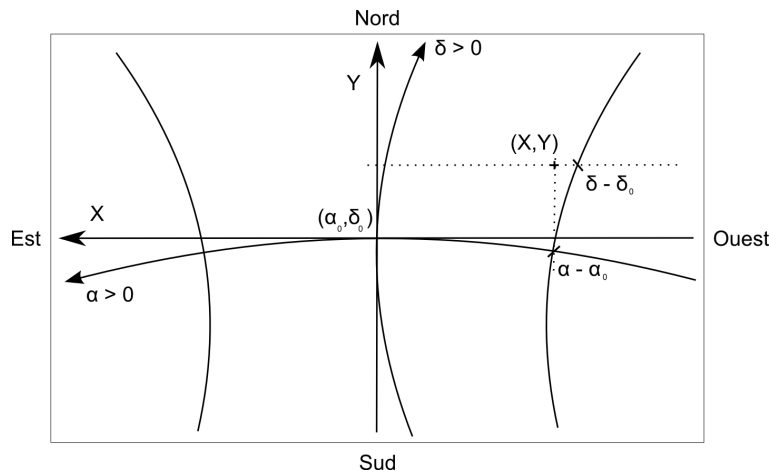


Figure 2.1 – Représentation tangentielle (plane) d'un champ sphérique.

Les observations USNO ont été réalisées de telle sorte que le photocentre de Jupiter soit proche du centre optique de la lunette. En conséquence, nous considérerons que ces deux points sont confondus. Aucune donnée observationnelle ne permet de corroborer cette hypothèse ; toutefois, nous nous autorisons à faire cette approximation et ce, pour deux raisons : il s’agit là d’une contrainte justifiée et nécessaire pour atteindre nos objectifs, ensuite parce que la position du centre optique pourra être ajustée par nos modèles de calcul.

Dès lors que nous connaissons la position (α_0, δ_0) du centre optique de l’instrument ainsi que la position (α, δ) d’un corps céleste, nous pouvons en déduire ses coordonnées (X, Y) relatives au centre du champ considéré, selon la projection gnomonique suivante :

$$\begin{aligned} X &= \frac{\cos \delta \times \sin(\alpha - \alpha_0)}{\sin \delta \times \sin \delta_0 + \cos \delta \times \cos \delta_0 \times \cos(\alpha - \alpha_0)} \\ Y &= \frac{\sin \delta \times \cos \delta_0 - \cos \delta \times \sin \delta_0 \times \cos(\alpha - \alpha_0)}{\sin \delta \times \sin \delta_0 + \cos \delta \times \cos \delta_0 \times \cos(\alpha - \alpha_0)} \end{aligned} \tag{2.8}$$

De manière pratique, les positions sur plaque sont plus communément appelées “coordonnées mesurées”. Elles sont représentées par un couple (x, y) que nous pourrions appa-
renter aux coordonnées tangentielles théoriques (X, Y) , sous couvert d’un certain nombre de corrections à apporter. En effet :

- le centre optique n’est pas déterminé avec exactitude et donc une approximation est faite sur sa position ;
- l’inexactitude de la focale de l’instrument tend à rendre le champ anisotrope ;
- l’orientation de la plaque engendre un effet de rotation des axes de référence ;
- l’optique de l’instrument n’est pas parfaite et donc, des déformations de champ sont introduites ;
- l’atmosphère engendre un déplacement des objets...

Ces erreurs seront prises en compte dans la méthode de réduction astrométrique par rattachement aux étoiles du champ que nous avons développée.

2.4 Réduction astrométrique adaptée aux plaques photographiques USNO des satellites galiléens

La réduction astrométrique est le processus qui permet d’étalonner l’image, dans le but de transformer les positions mesurées (x, y) sur plaques, en positions tangentielles sur plan puis angulaires sur le ciel. Il existe différentes méthodes de réduction astrométrique développées en lien étroit avec les avancées de l’astronomie de position ; mais le but n’est pas ici de dresser une liste exhaustive ni une comparaison des divers procédés existants. Nous souhaitons cependant expliciter celles ayant directement trait à l’étude des plaques photographiques USNO des satellites galiléens : nous présenterons ainsi les méthodes dites “trail-scale” (Pascu, 1977, 1979, 1994) et “par rattachement secondaire” (Arlot, 1982). Ce choix s’explique par le fait que la plupart des supports USNO ont déjà été étudiés et réduits par le passé, en utilisant ces deux méthodes et principalement celle du trail-scale : une première fois manuellement à l’aide d’une machine à mesurer MANN et une seconde fois automatiquement à l’aide d’un scanner PDS (Arlot, 1980, 1982). Des tests de réduction par rattachement ont aussi été effectués à l’aide de catalogues d’étoiles secondaires (Arlot, 1982). Ces premières études nous permettent d’envisager une comparaison avec la méthode par rattachement direct aux étoiles de référence développée dans cette thèse et de mesurer ainsi les progrès réalisés.

2.4.1 Réduction astrométrique par la méthode du trail-scale

La méthode du trail-scale consiste à étalonner le champ observé par l'utilisation des grandeurs physiques permettant la transformation $(x, y) \mapsto (X, Y)$. Les grandeurs considérées étant : la position du centre optique, les facteurs d'échelle et les orientations des axes de référence. Nous présentons ici l'application de cette méthode aux plaques photographiques USNO étudiées.

1. Le centre du champ est assimilé au photocentre de Jupiter que nous ne considérons pas comme connu. Les positions obtenues sont donc relatives à un centre arbitraire.
2. $\rho_X = \rho_Y = \rho$: les facteurs d'échelle sur les axes X et Y sont considérés égaux et invariants. La réduction astrométrique de plaques d'amas d'étoiles Praesepe (amas de La Crèche) et Pléiades permet d'identifier ρ ; la méthode utilisée est un rattachement aux étoiles du champ grâce à des catalogues dédiés. La mise en œuvre de ce principe implique de devoir corriger de la réfraction atmosphérique, indépendamment de la réduction : dans le cas d'une correction de réfraction différentielle, la valeur de ρ est estimée à $20.843 \pm 0.002''/\text{mm}$; dans le cas d'une correction de réfraction atmosphérique totale, la valeur de ρ est estimée à $20.839 \pm 0.002''/\text{mm}$. Ces données concernent le 26-inch diaphragmé (Josties et al., 1974).
3. $\theta_X = \theta$: la traînée (trail) réalisée sur la dernière exposition de chaque plaque permet de déterminer l'orientation de l'équateur de la date et donc de l'axe X . L'orientation des autres observations disponibles sur une même plaque photographique est déduite de celle donnée par le trail, par comparaison des positions d'étoiles même non cataloguées et mesurées présentes sur chaque pose.

La méthode du trail-scale permet ainsi de déterminer les positions des satellites galiléens sous forme de coordonnées différentielles relativement à l'un des satellites, voire relativement à Jupiter.

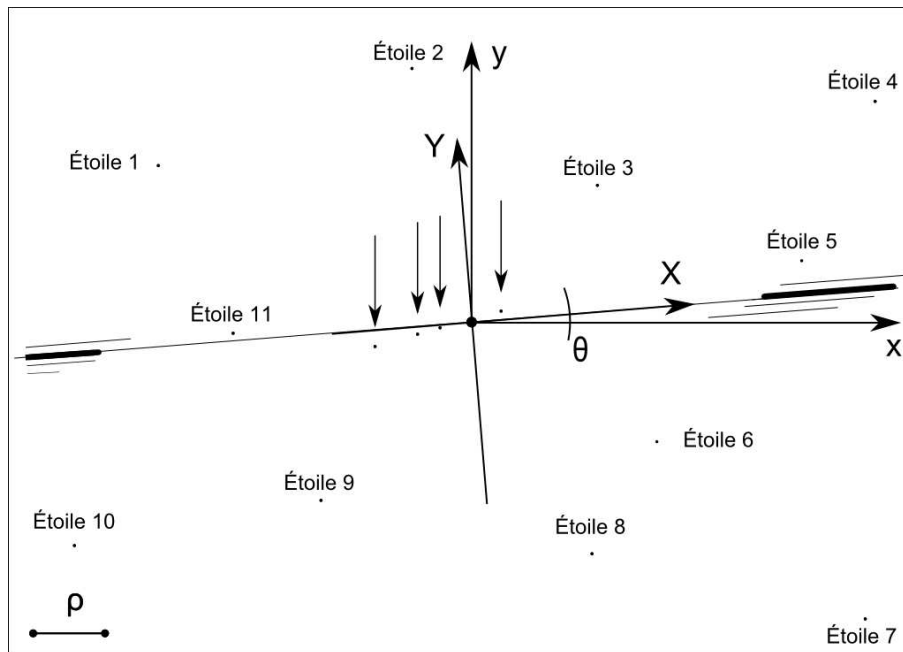


Figure 2.2 – Schéma illustrant la réduction astrométrique par la méthode du trail-scale.

La Figure 2.2 reprend schématiquement le principe de la réduction astrométrique par la méthode du trail-scale, appliquée aux plaques photographiques USNO des satellites galiléens : la planète est considérée comme étant confondue avec le centre du champ et donc l'origine des axes ; l'angle θ , défini comme l'écart angulaire entre l'axe x et l'axe X (direction du trail), indique l'orientation de l'équateur de la date ; le facteur d'échelle ρ est donné. Ces grandeurs permettent ainsi de définir la transformation $(x, y) \mapsto (X, Y)$. La mesure des positions (x, y) des satellites permettra ensuite de déterminer des positions tangentiels intersatellites.

2.4.2 Réduction astrométrique par rattachement aux étoiles

Les plaques photographiques USNO que nous étudions comportent la présence d'étoiles plus brillantes que magnitude $V = 13$. En général, ces astres étaient non catalogués il y a 30 ans et ne pouvaient servir à une réduction astrométrique par rattachement direct. Aussi et pour pallier cet inconvénient lorsque la méthode trail-scale n'était pas applicable, il avait été employé un rattachement à un catalogue secondaire (Arlot, 1982) qui permettait de référencer et utiliser les étoiles inconnues à l'aide de plaques astrographiques à grands champs. Depuis la réalisation de catalogues astrométriques plus denses (Hipparcos, Tycho, UCAC, ...), nous avons désormais la possibilité d'étalonner le champ à partir de ces étoiles aujourd'hui référencées. Il est à noter que le catalogue d'entrées de Hipparcos avait été densifié dans la zone écliptique de passage de Jupiter (Arlot, Communication privée, 2010). Dans le cadre de notre étude, cette méthode offre plusieurs avantages, notamment de déterminer avec précision les échelles et rotation des axes de référence pour chaque observation indépendamment, mais aussi de fournir des solutions astrométriques équatoriales (α, δ) des positions des satellites. Les résultats sont bien entendu tributaires du nombre de références (étoiles) utilisées ; mais aussi de leurs caractéristiques propres, telles les positions et la précision sur les mouvements propres par exemple. Les coordonnées des étoiles sont utilisées pour définir la transformation $(x, y) \mapsto (X, Y)$ suivante :

$$\begin{aligned} X &= ax + by + c + dx^2 + ey^2 + fxy + \zeta_{(x,y)} \\ Y &= a'x + b'y + c' + d'x^2 + e'y^2 + f'xy + \zeta'_{(x,y)} \end{aligned} \quad (2.9)$$

Nous présentons ici un système de deux fonctions polynomiales à deux variables x et y : les inconnues sont les constantes a, b, c, d, e, f, \dots et $a', b', c', d', e', f', \dots$ caractéristiques non seulement de la plaque étudiée mais aussi de chaque pose ; $\zeta_{(x,y)}$ et $\zeta'_{(x,y)}$ représentent les termes d'ordre 3 et supérieurs. Les inconnues citées seront appelées : "constantes de plaque", différentes pour chaque exposition ; leur connaissance permet de traduire l'étalonnage du champ et par conséquence, de remonter aux coordonnées équatoriales d'un corps étudié selon le principe : $(x, y) \mapsto (X, Y) \mapsto (\alpha, \delta)$.

Les coordonnées équatoriales (α, δ) des étoiles connues sont remplacées dans l'équation 2.8 pour en déterminer les coordonnées tangentiels (X, Y) . En parallèle, les positions correspondantes (x, y) sont mesurées sur l'image et remplacées dans l'équation 2.9 où les constantes de plaque restent encore inconnues. Nous utilisons d'ailleurs la méthode des moindres carrés au travers de plusieurs itérations pour les déterminer. Puisque le nombre d'étoiles est supérieur à la moitié du nombre de constantes à définir (cas optimal), nous calculons un résidu sur les positions de chacune des références. Nous conservons ou éliminons les étoiles selon un critère sur ces résidus et les magnitudes, avant d'itérer le processus. Aussi, d'après ce principe et si nous disposons d'un nombre conséquent d'étoiles, un fort résidu sera synonyme d'une mauvaise référence ; dans le cas contraire, une étude plus précise de chacune des étoiles est nécessaire. Dès lors que nous avons déterminé les constantes

de plaque et que nous connaissons les coordonnées mesurées d'un objet inconnu (ou d'un corps que nous désirons étudier, ce qui est notre cas avec les satellites galiléens), nous introduisons sa position (x, y) dans l'équation 2.9. Nous remplaçons ensuite les coordonnées (X, Y) calculées, dans la formulation réciproque de l'équation 2.8, pour finalement produire les solutions astrométriques (α, δ) recherchées.

En théorie et si nous disposons d'un grand nombre d'étoiles relativement au nombre de constantes de plaque à déterminer, les erreurs dues aux mesures, au catalogue utilisé et à l'instrument sont compensées : nous disons alors que les constantes "absorbent" ces effets. L'ordre de l'équation 2.9 devra ainsi être choisi en fonction de la taille du champ, du nombre de références utilisables, mais aussi de leur répartition dans le champ. Par une simple considération mathématique : 3 étoiles suffisent à définir les paramètres du premier ordre de l'équation 2.9 (6 constantes), 6 étoiles suffisent à définir les paramètres jusqu'au second ordre (12 constantes) et 10 étoiles jusqu'au troisième ordre (20 constantes). Si nous ne considérons ici que les bonnes références, l'application théorique est juste optimale : les polynômes sont juste ajustés et les résidus calculés sont nuls. Cela étant, toutes les étoiles ne sont pas parfaitement mesurées (erreurs directes de mesure sur plaque, erreurs de positionnement angulaire, ...) et nous préférons utiliser le plus de références possible de sorte que le nombre d'étoiles soit bien supérieur au nombre de constantes à déterminer. Ainsi et au regard du nombre limité d'étoiles disponibles sur les plaques photographiques USNO, nous favoriserons l'emploi de l'équation 2.9 à l'ordre 1, tout en conservant la possibilité de comparer les résultats avec l'ordre juste supérieur quand un nombre suffisant de références le permettra.

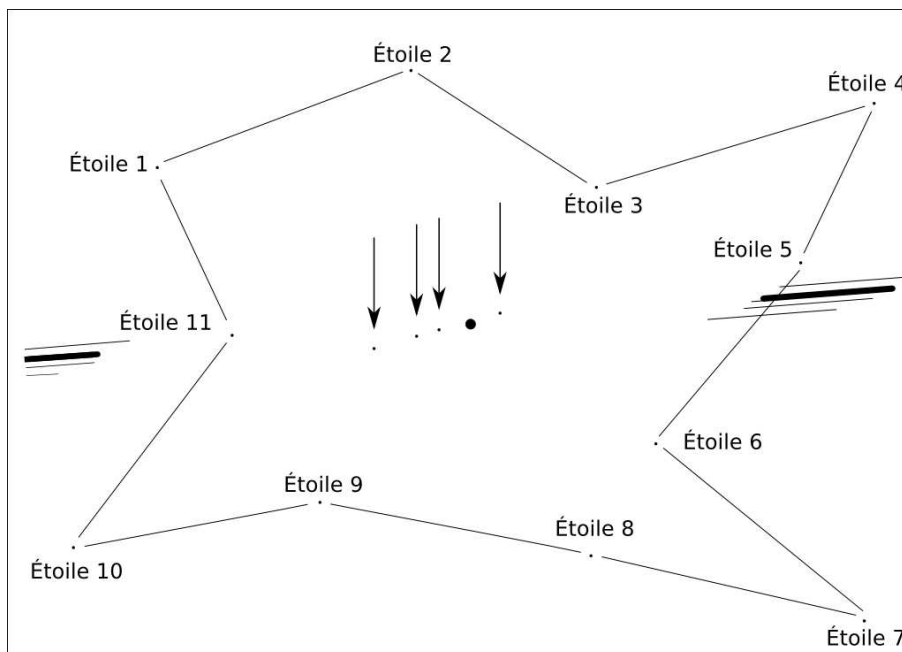


Figure 2.3 – Schéma illustrant la réduction astrométrique par rattachement aux étoiles du champ.

La Figure 2.3 reprend schématiquement le principe de la réduction astrométrique par rattachement aux étoiles du champ, appliquée aux plaques photographiques USNO des satellites galiléens : la mesure des coordonnées (x, y) des étoiles ainsi que la connaissance de leurs coordonnées équatoriales (α, δ) respectives permettent de déterminer les constantes de plaque considérées, et ainsi de définir les transformations $(x, y) \mapsto (X, Y) \mapsto (\alpha, \delta)$. La mesure des positions (x, y) des satellites permettra ensuite de déterminer des positions équatoriales ou encore intersatellites.

Précisons enfin que d'une manière générale, la réduction par rattachement aux étoiles du champ est utilisée avec un nombre conséquent de références, soit plusieurs dizaines d'étoiles. Dans le cadre de notre étude, l'information dont nous disposons, au regard du nombre limité de ces astres, n'est pas suffisante pour que les constantes de plaques déterminées absorbent l'ensemble des effets. Le rattachement simple n'est donc pas optimal. En conséquence, nous appliquerons différentes corrections aux coordonnées mesurées et/ou théoriques des objets (parallaxes, aberrations, réfraction atmosphérique, ...), de sorte que l'information disponible soit utilisée pour traduire la physique la plus simple possible.

2.5 Les catalogues d'étoiles disponibles

Les catalogues d'étoiles astrométriques sont devenus une composante majeure de l'astronomie de position. Les données précises des coordonnées, mouvements propres et parallaxes trigonométriques par exemple, ont notamment permis aux astronomes d'envisager la mesure de positions par rattachement avec toujours plus d'exactitude.

La méthode de réduction astrométrique que nous avons développée implique naturellement de devoir travailler avec un catalogue adapté. En effet, il existe aujourd'hui de nombreux catalogues d'étoiles qui se différencient principalement par leur population, leur domaine de visibilité ainsi que par leurs précisions de réalisation (interne et externe) ; le choix du ou des catalogues utilisés n'est donc pas anodin. Toutefois, il est évident que dans notre démarche de mesure des positions des satellites galiléens, il conviendra d'utiliser, pour le rattachement, les positions des étoiles de référence les plus précises possible. Si nous connaissons avec exactitude les paramètres propres de chacune des sources, nous pouvons en déduire leur position à l'époque d'observation et ce, à quelques dizaines voire quelques mas près. Les principaux catalogues qui atteignent cet ordre de précision et dont l'une des applications directes est la calibration de champs sont les catalogues astrométriques Hipparcos (Perryman et al., 1997), Tycho-2 (Hog et al., 2000), UCAC2 (Zacharias et al., 2004) et UCAC3 (Zacharias et al., 2010).

Le catalogue Hipparcos

Le catalogue d'étoiles Hipparcos est le résultat principal du projet spatial astrométrique éponyme, mené à terme en 4 ans par l'Agence Spatiale Européenne ("European Space Agency (ESA)") dans les années 1990. Il contient les coordonnées de près de 120 000 références, principalement de la magnitude 7 à la magnitude 10. Ses incertitudes sont de l'ordre de 1 mas sur les positions à la date du catalogue et de 1 mas/an sur les mouvements propres. Hipparcos est le premier catalogue d'étoiles à avoir été rattaché à l'ICRF ; ses axes sont alignés sur ceux de l'ICRS avec une précision de ± 0.6 mas en position angulaire.

Le catalogue Tycho-2

Le catalogue d'étoiles Tycho-2 est un résultat du projet spatial astrométrique Hipparcos et plus précisément, de la seconde réduction des données Tycho réalisée conjointement par l'USNO et l'Observatoire Universitaire de Copenhague ("Copenhagen University Observatory (CUO)"). Il s'agit d'un catalogue astrométrique contenant les coordonnées des 2 500 000 étoiles les plus brillantes alors mesurées, principalement de la magnitude 6 à la magnitude 12. Ses incertitudes externes sont de l'ordre de 60 mas sur les positions et de 2.5 mas/an sur les mouvements propres. Les données des positions ont été mesurées par

le satellite ; les données des mouvements propres ont été déterminées par l'analyse de plus de 140 catalogues d'observations terrestres. Les axes du catalogue sont alignés sur ceux de l'ICRS avec une précision de ± 0.6 mas en position angulaire.

Le catalogue UCAC2

Le catalogue d'étoiles "Second U.S. Naval Observatory CCD Astrograph Catalogue (UCAC2)" associé au "Bright Star Supplement (BSS)" forment un catalogue astrométrique de haute précision et de haute densité contenant les coordonnées de près de 48 760 000 références, principalement de la magnitude 5 à la magnitude 16. Les étoiles UCAC2 ont une déclinaison moyenne maximale de $+40^\circ$; sa couverture n'est pas totale. Ses incertitudes externes sont de l'ordre de 70 mas sur les positions et de 7 mas/an sur les mouvements propres. UCAC2 est la seconde réalisation du projet UCAC de l'USNO, dont l'objectif est de proposer un catalogue couvrant la totalité du ciel. Ses axes sont alignés sur ceux de l'ICRS avec une précision de l'ordre de 11 mas en position angulaire.

Le catalogue UCAC3

Le catalogue d'étoiles "Third U.S. Naval Observatory CCD Astrograph Catalogue (UCAC3)" associé au BSS forment un catalogue astrométrique de haute précision et de haute densité contenant les coordonnées de près de 100 000 000 références, principalement de la magnitude 5 à la magnitude 16. Ses incertitudes externes sont inférieures à 100 mas sur les positions et 10 mas/an sur les mouvements propres. Toutefois, UCAC3 est à utiliser avec parcimonie car et selon son auteur (Zacharias, Communication privée, 2011), il ne serait pas aussi accompli que UCAC2. En effet, ce nouveau catalogue n'est autre que l'aboutissement du projet UCAC, dans le sens où il est le plus complet jamais réalisé en termes de nombre d'étoiles. Cela étant, un tel résultat n'est possible qu'en introduisant des objets faibles et/ou dont les mesures sont imprécises ; la conséquence directe est une dégradation des erreurs associées à chaque paramètre du catalogue.

Comparatif entre les données principales des catalogues

La Table 2.3 présente un bref comparatif entre les données principales des quatre catalogues cités. Ceci dans le but de proposer une présentation simple et claire qui pourrait nous fournir quelques indications sur la qualité des résultats à produire.

Tout d'abord et si nous nous attachons aux données que sont le nombre d'entrées et la densité, les catalogues UCAC2 et UCAC3 associés au BSS seraient à privilégier : l'écart entre le nombre d'entrées Hipparcos et UCAC2 révèle un facteur de l'ordre de 400 ; et de l'ordre de 800 avec UCAC3. À titre d'exemple, les plaques photographiques USNO représentent un champ de près de 0.7 deg^2 . En ne tenant compte que de la densité des catalogues, le nombre d'étoiles n disponibles sur le champ et dont la magnitude V est inférieure à 13 serait : $n \simeq 2$ pour Hipparcos, $n \simeq 105$ pour Tycho-2, $n \simeq 950$ pour UCAC2 et $n \simeq 1400$ pour UCAC3. La comparaison des plages des magnitudes proposées confirme cette première hypothèse.

	Hipparcos	Tycho-2	UCAC2 & BSS	UCAC3 & BSS
Nombre d'entrées	118218	2539913	48760571	100000000
Densité ($./deg^2$)	3	150	1360	2000
Époque	J1991.25	J2000.0	J2000.0	J2000.0
Magnitudes	7-10	6-12	5-16	5-16
Incertitudes sur les positions (mas)	< 1.2	< 60	< 70	< 100
Incertitudes sur les mouvements propres (mas/an)	< 1	< 2.5	< 7	< 10
Erreurs systématiques (mas)	< 0.1	< 1	5-10	-

Table 2.3 – Comparatif entre les données principales des catalogues d'étoiles Hipparcos, Tycho-2, UCAC2 et UCAC3.

Ensuite et en ce qui concerne les incertitudes sur les positions et les mouvements propres présentées, nous parlons ici d'incertitudes externes c'est-à-dire des dispersions obtenues par comparaison entre les données du catalogue considéré et un tiers catalogue. Ces informations sont à distinguer des incertitudes internes qui représentent les erreurs formelles propres à chaque étoile, associées aux paramètres ajustés lors de la réalisation du catalogue et qui sont nécessairement plus faibles. Les données des incertitudes externes, que ce soit sur les positions ou les mouvements propres sont, elles aussi, à utiliser avec parcimonie. En effet, une comparaison directe serait envisageable dès lors que les catalogues utilisés pour la comparaison de chacun des outils en question sont identiques; or Hipparcos est comparé avec un nombre restreint d'observations radio, Tycho-2 est comparé avec Hipparcos, UCAC2 est comparé avec 2MASS (Skrutskie et al., 2006) et UCAC3 est comparé avec plusieurs autres catalogues. Il ne serait donc pas pertinent de privilégier l'un ou l'autre depuis ces données.

Notre démarche de réduction astrométrique ne peut se faire sans allier un nombre suffisant de références et une bonne précision de mesure. Comme nous l'avons évoqué précédemment, les plaques photographiques USNO des satellites galiléens ont été réalisées de 1967 à 1998 et relativement peu d'étoiles sont disponibles pour chaque observation. Il va de soi que le nombre d'entrées et les magnitudes associées du catalogue Hipparcos ne peuvent couvrir l'ensemble des observations disponibles. Restent les catalogues Tycho-2 et UCAC2 dont les caractéristiques principales semblent relativement proches, hormis les données que sont le nombre d'entrées, la densité et la précision de rattachement aux axes de l'ICRS. Par ailleurs, le catalogue UCAC2 est plus récent que le catalogue Tycho-2 et il serait aisé de penser qu'il puisse être mieux déterminé, notamment en raison de l'évolution des technologies utilisées pour sa production. D'un autre côté, les spécificités de UCAC3 telles qu'annoncées par Zacharias et al. (2010), nous confortent dans cette idée. Aussi et selon ces considérations, nous avons choisi d'utiliser principalement le catalogue d'étoiles UCAC2 pour développer notre méthode de réduction. Nous réaliserons cependant un second comparatif entre les catalogues, lors de l'étude des solutions astrométriques produites.

Enfin et à titre d'information, la Table 2.4 présente les principales caractéristiques du catalogue d'étoiles "Catalogue of Positions and Proper Motions (PPM)" (Roeser et al., 1988), précédemment utilisé pour réduire par rattachement certaines plaques photographiques USNO des satellites galiléens (Arlot, 1982).

	Catalogue of Positions and Proper Motions
Nombre d'entrées	378910
Densité (.deg ⁻²)	9.1
Époque	J2000/FK5
Magnitudes	< 13.5
Incertitudes sur les positions (mas)	< 270
Incertitudes sur les mouvements propres (mas/an)	< 4.3
Erreurs systématiques (mas)	-

Table 2.4 – Données principales du catalogue d'étoiles PPM.

**Numérisation des plaques
photographiques USNO
Extraction et identification**

Chapitre 3

Instrumentation dédiée à la numérisation de plaques astronomiques

Sommaire

3.1	Principe de la numérisation (ou digitalisation)	56
3.1.1	L'image numérique	56
3.1.2	Procédé employé pour la digitalisation de plaques photographiques	58
3.1.3	Numérisation linéaire ou matricielle?	59
3.2	Le scanner MAMA	61
3.2.1	Description technique	61
3.2.2	Précisions de mesure	62
3.2.3	Processus de digitalisation	62
3.2.4	Numérisation des plaques photographiques USNO	62
3.3	Le scanner DAMIAN	63
3.3.1	Description technique	63
3.3.2	Précisions de mesure	64
3.3.3	Processus de digitalisation	65
3.3.4	Calibration : répétabilité et mapping	66
3.3.5	Correction de la distorsion caméra	68
3.3.6	Numérisation des plaques photographiques USNO	73
3.4	Comparatif technique	74
3.4.1	Durée de scan	74
3.4.2	Précisions de mesure	74
3.4.3	Résultats produits	78

Les astronomes utilisent aujourd'hui l'imagerie CCD et non plus les plaques photographiques qui furent pendant de nombreuses années le moyen d'acquisition d'observations astronomiques le plus répandu à travers le monde. Le principal avantage étant désormais de pouvoir fournir une image numérisée quasi instantanément ce qui, associé à la puissance des calculateurs actuels, représente un atout majeur pour l'analyse des observations. Dès lors, l'étude des plaques photographiques et plus particulièrement celle des plaques photographiques USNO des satellites galiléens, nécessite de passer par une première étape : la numérisation ou digitalisation, afin de bénéficier des logiciels de traitement

des images CCD. Cette numérisation doit obéir à certains critères pour pouvoir extraire toute l'information ; elle doit aussi s'adapter au type de plaque considéré. Cela étant, les observatoires recèlent tous d'importantes collections de plaques photographiques qui ont généralement été analysées par des procédés manuels voire semi-automatiques, fastidieux, imprécis et faisant intervenir un opérateur humain. Une nouvelle analyse de ces supports, grâce aux derniers moyens technologiques et aux nouveaux catalogues d'étoiles astrométriques, pourrait alors se révéler des plus intéressantes au regard de la quantité d'observations disponibles et ce, pour différents corps et systèmes planétaires ; mais aussi au regard des époques d'observations qui peuvent nous permettre d'obtenir les positions des astres considérés jusqu'au début du XX^{ème} siècle. Il est clair qu'il s'agit là d'un travail long et nécessitant des moyens humains conséquents ; toutefois, le projet de collecter des plaques photographiques choisies selon un intérêt défini et démontré, pour une nouvelle analyse, s'inscrirait parfaitement dans un processus visant à contribuer à une amélioration effective des éphémérides correspondantes.

Nous savons que le traitement de ce type de cibles a pu être automatisé à la fin du siècle dernier, notamment par l'emploi de microdensitomètres qui ont pu inférer via une vitesse de traitement, une précision et une fiabilité alors optimales. Néanmoins et en vertu des nouvelles technologies, il nous est aujourd'hui permis d'atteindre un degré de précision qui n'aurait pas été envisageable il y a dix ans encore. Nous pouvons alors étudier une nouvelle fois d'anciennes données scientifiques en envisageant de produire des résultats dont la qualité et l'intérêt démontreront que les plaques photographiques n'ont pas encore livré tous leurs secrets.

Le processus de digitalisation est donc très important et c'est ainsi qu'au cours de cette thèse, nous avons été amenés à utiliser deux scanners en particulier, dans le but de numériser l'ensemble des plaques photographiques USNO des satellites galiléens. Nous avons pu comparer les performances de deux machines de générations différentes : le microdensitomètre "Machine Automatique à Mesurer pour l'Astronomie (MAMA)" qui nous a permis d'élaborer les programmes nécessaires à l'analyse des images, puis le scanner de nouvelle génération "Digital Access to Metric Images Archives Network (DAMIAN)". Nous commencerons ainsi par définir le principe général de la numérisation des plaques photographiques ; les sections suivantes présentent les caractéristiques et fonctionnement des machines citées.

3.1 Principe de la numérisation (ou digitalisation)

La numérisation ou digitalisation est le procédé permettant la projection d'un signal analogique dans un espace discret. En d'autres termes et dans son sens le plus répandu, il s'agit du moyen technique de transformer de l'information réelle et continue, en données numériques.

3.1.1 L'image numérique

La digitalisation d'une plaque photographique produit une image numérique composée d'unités de surface élémentaires appelées "pixels". Chaque pixel est défini par une forme approximativement rectangulaire voire carrée, un niveau de gris (intensité lumineuse ou flux) et représente donc une portion de l'image. L'ensemble est organisé horizontalement et verticalement, de sorte qu'une image soit parfaitement déterminée par son nombre de pixels en largeur et en hauteur.

Il existe deux grandes familles d'images que sont : les images matricielles et les images vectorielles. Les premières sont les plus couramment utilisées et celles qui nous intéressent plus particulièrement dans le cadre de la numérisation de plaques photographiques. Une image matricielle est une matrice (ou tableau) organisant des pixels, à la différence des données d'une image vectorielle qui ne sont pas organisées au travers des points qui la composent, mais par des formes géométriques décrites d'un point de vue mathématique. La Figure 3.1 présente comment la digitalisation d'une forme analogique linéaire peut être représentée numériquement, selon qu'il s'agisse d'une image matricielle ou vectorielle.

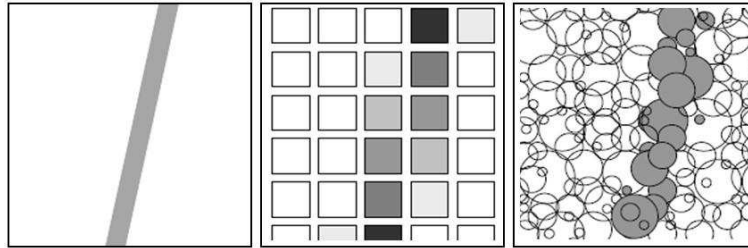


Figure 3.1 – Schéma de la concrétisation d'une forme analogique linéaire (gauche) : image numérique matricielle (milieu) ou image numérique vectorielle modélisant une émulsion photographique (droite).

Dès lors que nous avons introduit le concept d'image numérique, il convient d'en expliciter la notion de résolution. En effet, la résolution d'une image est définie par un nombre de pixels par unité de longueur et exprimée en “dots per inch (dpi)” ou “points par pouce (ppp)” en français ; elle est le degré de précision associé. Par exemple, une plaque photographique de 10 x 10 pouces digitalisée à 50 dpi aura une taille XY de 500 x 500 pixels. En conséquence, plus la résolution de numérisation sera élevée, plus la quantité d'informations correspondant à la plaque digitalisée sera grande. La qualité de l'image en sera d'autant meilleure. Cependant, il est important de comprendre que la résolution influe directement sur le volume disque occupé par une numérisation : la taille d'une image croît linéairement avec le paramètre en question. Aussi et dans le cas de digitalisations nombreuses et de haute qualité, donc volumineuses, un problème de stockage des données numériques pourra être rencontré.

Pour illustrer l'effet, la Figure 3.2 présente trois numérisations d'une même portion de plaque photographique, selon une résolution croissante. Il apparaît alors évident que la résolution maximale est synonyme de qualité d'image idéale.

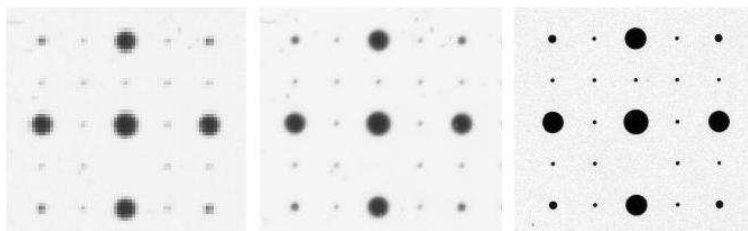


Figure 3.2 – Numérisations d'une même portion de plaque photographique, selon différentes résolutions croissantes.

3.1.2 Procédé employé pour la digitalisation de plaques photographiques

Comme nous l'avons évoqué précédemment, la numérisation est une simplification de l'information permettant de traduire un ensemble de données réelles continues en données informatiques discrètes. L'application à la digitalisation de plaques photographiques consistera donc à échantillonner en pavés réguliers ou bandes régulières la surface XY à étudier, puis à coder l'information reçue par le capteur utilisé, en données numériques. Ces deux opérations définissent la taille et la dynamique des images (intensités de gris disponibles). Elles ont bien évidemment une influence sur la quantité d'informations restituées ; aussi, un outil de numérisation sera caractérisé par le nombre de signaux qu'il peut enregistrer et la dynamique associée. Nous pouvons d'ailleurs reconnaître ici un cas typique de chaîne de conversion A/N (analogique vers numérique). D'une manière générale, le procédé utilisé pour la digitalisation de plaques photographiques est similaire à celui d'un scanner de bureau ; hormis le fait que dans ce dernier cas et contrairement aux applications astronomiques, le système d'acquisition des données est mobile. Dans le cadre de notre étude plus précisément, la cible à numériser est disposée horizontalement, émulsion vers le haut, sur une table XY dénommée ainsi en vertu de ses directions de déplacement. Une source lumineuse éclaire la plaque par le dessous, tandis que le système d'acquisition, monté au-dessus de la cible sur l'axe Z directement perpendiculaire à la table XY , mesure les niveaux de lumière perçus. L'information est discrétisée suivant une longueur, par exemple tous les centimètres ; nous parlons alors d'échantillonnage spatial.

1. Décrivons la numérisation linéaire : un ensemble de photodiodes est disposé en barrette et la surface d'étude est analysée en bandes (ou lignes) successives selon un déplacement de la table XY . La taille de la barrette définit en première approximation la largeur des bandes (*i.e.* le pas de numérisation associé). Ce principe est caractéristique des microdensitomètres.
2. Décrivons la numérisation matricielle : un ensemble de photodiodes est disposé en une matrice complète et la surface d'étude est analysée en pavés successifs selon un déplacement de la table XY . La taille de la matrice définit en première approximation la taille des pavés (*i.e.* le pas de numérisation associé). Ce principe est caractéristique des scanners de nouvelle génération qui utilisent une caméra comme capteur.

Une image numérique globale ou "mosaïque" est générée par recollement des bandes ou pavés de digitalisation, que nous appellerons "imassettes" car il s'agit de sous-ensembles de numérisation. La mosaïque peut être composée par l'ensemble des imassettes disposées bords à bords, ou avec un recouvrement mutuel ("overlap"). Cette dernière méthode est généralement utilisée pour minimiser certains défauts sur les bords des imassettes, dus à l'utilisation d'un système optique par exemple (distorsion optique). Précisons que le format de l'image numérique produite est choisi selon l'instrument, la quantité d'informations à restituer et donc l'utilisation qui en sera faite. Tous les formats d'image existants (JPEG, BMP, TIFF, ...) sont proposés.

Une plaque photographique n'est autre qu'un positif d'un champ du ciel : le matériel réagit à un flux lumineux provenant de sources astronomiques. *A contrario*, l'image issue de la numérisation d'une plaque photographique est un négatif : le matériel (photodiode) réagit à une chute du flux lumineux induite par les corps célestes. Il est toutefois à noter que les utilitaires logiciels et programmes d'analyse d'images astronomiques emploient par convention un positif. Et comme les données de digitalisation sont ici la traduction numérique d'un négatif, le fait de vouloir travailler en densité nécessite une transformation supplémentaire.

Reprenons l'exemple de la réaction photosensible de Jupiter sur plaque photographique que nous avons présentée en Figure 1.7 chapitre 1.4 p.35. Il s'agit bien évidemment d'un négatif et la Figure 3.3 illustre la courbe caractéristique idéale de l'objet.

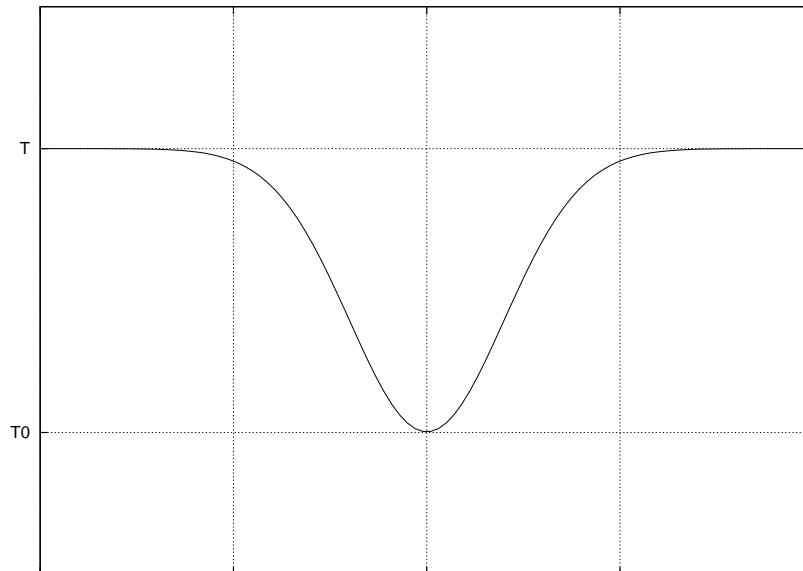


Figure 3.3 – Représentation de la courbe caractéristique idéale d'une source astronomique sur une numérisation (négatif).

Comme pour tout négatif, la valeur de seuil T du fond de ciel est effectivement supérieure à l'intensité des pixels de la source astronomique, qui suit idéalement un profil gaussien et dont l'amplitude maximale d'intensité par rapport à T est donnée par T_0 . Si la dynamique du support est parfaitement connue, une inversion logarithmique du type $\log(T/T_0)$ suffit à traduire le passage entre négatif et positif linéaire. Dans notre cas, la dynamique des plaques photographiques est difficilement mesurable et très variable ; comme la photométrie nous importe peu à ce niveau, une simple inversion des niveaux de gris sera utilisée. De ce fait, nous travaillerons désormais depuis des numérisations sous forme de positifs linéaires analogues aux CCD.

3.1.3 Numérisation linéaire ou matricielle ?

La question que nous pouvons maintenant nous poser est : y a-t-il un avantage à utiliser l'une ou l'autre des technologies de digitalisation énoncées, ou en d'autres termes, y a-t-il un avantage à utiliser une numérisation linéaire plutôt qu'une numérisation matricielle ? Dès lors que la méthode matricielle a été développée récemment pour les scanners de nouvelle génération, en comparaison à la méthode linéaire caractéristique des microdensitomètres anciennement répandus, il serait aisé de considérer que les derniers scanners matriciels sont plus avantageux car plus précis. Cela étant, la réponse à cette question doit être plus nuancée. En effet, si nous considérons ces deux types d'outils mais que nous les dotons des mêmes tables XY et de systèmes d'acquisition, certes différents (une barrette et une matrice de photodiodes) mais présentant là encore la même résolution de numérisation, il y aurait une difficulté certaine à préférer l'une ou l'autre des technologies. Cependant, il est important de rappeler le fait que l'utilisation d'un système mécanique et/ou électronique induit inévitablement de devoir faire face à des erreurs ou aberrations instrumentales, mesurables et quantifiables. En conséquence, nous pouvons réaliser un *dis-*

tinguo selon la mise en œuvre du procédé lui-même et donc chercher une réponse en vertu des corrections instrumentales qui doivent être apportées.

1. Concernant la numérisation linéaire : la source d'erreurs la plus importante provient de la position relative de la barrette de photodiodes par rapport à la bande théorique de digitalisation, qui se doit d'être parfaitement perpendiculaire à un bord de la plaque à digitaliser. Si la barrette n'est pas parfaitement alignée, il réside une déviation angulaire qui introduit une élongation des objets et des écarts dans les mesures. Le problème peut être résolu de deux manières : en effectuant *a posteriori* une correction sur les positions des objets, dès lors que le décalage a été mesuré ; ou bien en réalisant une nouvelle opération de calibration de la machine pour repositionner mécaniquement la barrette. Cette dernière solution est bien évidemment idéale mais elle nécessite des moyens techniques lourds et une expertise aujourd'hui disparue.
2. Concernant la numérisation matricielle : la source d'erreurs la plus importante provient du système optique. En effet, l'utilisation d'un tel système, quel qu'il soit, introduit une aberration dans le champ de vue de l'instrument (distorsion optique) qui déplace radialement les objets. Elle est d'autant plus prononcée que l'objet est éloigné du centre optique. De plus, l'effet n'est pas constant pour un même montage car il évolue selon les conditions environnementales (température, pression, humidité relative) dans lesquelles s'exécute le procédé. Le problème peut être résolu d'une unique manière : en effectuant *a posteriori* une correction sur les positions des objets, dès lors que des paramètres de distorsion ont été déterminés par des tests à conditions environnementales données.

Depuis ce bref comparatif, chacun remarquera que les erreurs instrumentales de mesure devront être corrigées *a posteriori* et ce, qu'il s'agisse d'une numérisation linéaire ou matricielle. Aujourd'hui toutefois, il est relativement aisé de réguler un volume en température, pression, humidité relative, ... de sorte que les conditions environnementales soient données et constantes. Dans ce cas, les principales erreurs instrumentales de la numérisation matricielle peuvent être connues et invariantes, ce qui présente un avantage certain en comparaison des principales erreurs instrumentales de la numérisation linéaire qui sont susceptibles d'évoluer plus aléatoirement dans le temps.

3.2 Le scanner MAMA

La Machine Automatique à Mesurer pour l'Astronomie MAMA est un microdensitomètre multivoie hébergé dans les locaux de l'observatoire de Paris et mis à disposition de la communauté scientifique par l'Institut National des Sciences de l'Univers (INSU/CNRS).

3.2.1 Description technique

La machine est composée d'une base de granit plane à $\pm 3 \mu\text{m}$ et mesurant 1.8 x 1.0 x 0.3 m. Elle est le support d'une table XY de dimensions 350 x 350 mm, elle-même composée de deux châssis qui se déplacent orthogonalement sur les axes X et Y de manière indépendante. Chacune de ces deux structures est supportée et guidée par un système de roulements SCHNEEBERGER perpendiculaires. Le mouvement est assuré par un moteur contrôlé via une boucle d'asservissement entraînant une vis à billes. L'ensemble est disposé sur un bloc béton de plusieurs mètres-cube qui repose sur un sous-sol meuble dans le but d'éliminer la transmission de vibrations. La machine permet la numérisation de plaques de verre ou films dont la taille maximale ne devra pas excéder 550 x 550 mm pour une épaisseur de 6.35 mm. Une rotation du support des clichés est aussi permise, via le châssis supérieur, dans le cadre d'applications particulières nécessitant un décalage angulaire de l'observation.



Figure 3.4 – Machine Automatique à Mesurer pour l'Astronomie (MAMA).

Le système télécentrique supporte une barrette de 1024 photodiodes (reticon CCPD) qui analyse des bandes de 10.24 mm de largeur, selon une taille des pixels de $10 \times 10 \mu\text{m}$ ou $25 \times 25 \mu\text{m}$ en fonction de la position de la lentille de projection choisie. Les mesures sont réalisées conjointement avec le déplacement de la table XY ; le temps d'intégration est de 4 ms. Les cibles sont illuminées par une lampe quartz-iode dont l'éclairage est régulé à travers un système de préfente (système de Kohler). La lumière est quasi monochromatique pour une longueur d'onde de $633 \pm 25 \text{ nm}$.

3.2.2 Précisions de mesure

La position de la table XY est lue par des codeurs incrémentaux Heidenhain fixés le long des axes X et Y ; l'erreur d'orthogonalité des axes est annoncée inférieure à 2" par le constructeur. La précision de positionnement de la machine est mesurée inférieure à $1 \mu\text{m}$ (Guibert et al., 1991 ; Schilbach et al., 1992).

La notion de répétabilité de positionnement que nous évoquons maintenant est très importante car il serait logique que plusieurs digitalisations d'une même plaque apportent des résultats identiques. Cependant et comme avec l'utilisation de tout matériel complexe mécanique, de légères différences quantifiables peuvent exister. Elles sont dues notamment aux conditions environnementales dans lesquelles s'exécute le procédé (stabilité de température, de pression et d'humidité relative du local), aux vibrations perçues par l'ensemble et au système optique même. La répétabilité de position de la table est mesurée par une étude "plate-to-plate" qui consiste à numériser une même plaque plusieurs fois, pour comparer les positions d'objets choisis après ajustement. Cette méthode fut ainsi utilisée pour définir une répétabilité de positionnement inférieure à $0.2 \mu\text{m}$ (Berger et al., 1991).

3.2.3 Processus de digitalisation

Les clichés sont placés manuellement entre deux plaques de verre anti-reflet dont le domaine spectral est analogue à celui du système optique. L'ensemble est ensuite positionné sur un cadre maintenu par aspiration contre le plateau de la table XY , avant que la cible ne soit finalement mesurée par bandes successives de 10 mm pour correspondre approximativement à la taille du reticon, compte tenu d'un faible recouvrement. Les informations "lues" par le reticon sont traduites par un convertisseur analogique-numérique ; elles sont ensuite corrigées du courant d'obscurité (Dark), des différences de sensibilité entre les photodiodes, des inhomogénéités de l'illumination et des fluctuations de la source lumineuse. À la suite de quoi, les données sont finalement compressées pour produire des images "brutes" RAW caractérisées par le fait d'avoir subi un minimum de traitement informatique. Ces images pourront d'ailleurs être combinées afin de générer une mosaïque "Flexible Image Transport System (FITS)", format couramment utilisé en astronomie. Le temps nécessaire à la digitalisation d'une plaque photographique USNO est d'environ 1 heure ; le volume disque occupé par la mosaïque FITS correspondante est de 400 Mo.

3.2.4 Numérisation des plaques photographiques USNO

Une première série de plaques photographiques USNO a pu être numérisée en 2006 et 2007 par la MAMA. Cela étant, nous avons choisi d'en limiter le nombre à quelques tests en raison du temps de scan important qui ne permettait pas d'envisager la digitalisation de l'ensemble de la collection. Par ailleurs, l'Observatoire Royal de Belgique (ORB) a proposé d'utiliser le scanner de nouvelle génération DAMIAN, en cours d'installation à Bruxelles en 2007, ainsi que son expertise dans les domaines des systèmes digitaux et traitements optiques. Nous avons alors initié une opération tripartite pour mener nos recherches à leur terme : un accord a été conclu entre l'USNO, l'ORB et l'observatoire de Paris. L'ORB mettait sa machine à disposition, le scan de nos plaques en étant le premier test. L'USNO mettait à disposition ses plaques photographiques, pour une nouvelle analyse, ainsi que son expertise quant aux catalogues d'étoiles et méthodes de réduction astrométrique. Enfin, l'observatoire de Paris, par l'intermédiaire de l'Institut de Mécanique Céleste et de Calcul des Éphémérides (IMCCE), a proposé d'analyser les données en vertu de son expertise en astrométrie, méthodes de réduction et dynamique des satellites naturels.

Nous avons ainsi réalisé 35 digitalisations de plaques USNO extraites des années 1994 à 1998, avec la MAMA. Nous avons mené une étude approfondie sur les méthodes à appliquer pour l'analyse des images, l'extraction des données et sur les méthodes à développer pour produire des solutions astrométriques depuis un tel type de cible. En conséquence et grâce à l'expérience acquise, nous avons pu participer de manière efficace à l'étalonnage de la machine DAMIAN qui aura duré deux ans, de 2007 à 2009, et nous avons pu numériser l'ensemble des plaques photographiques USNO des satellites galiléens.

3.3 Le scanner DAMIAN

Le scanner de nouvelle génération Digital Access to Metric Images Archives Network DAMIAN est hébergé dans les locaux de l'ORB à Bruxelles. Son utilisation s'ancre dans le projet "Digital Access to Aerial- and Astrophotographic Archives (D4A)" qui consiste principalement à sauvegarder des données scientifiques historiques au travers de la digitalisation des collections de plaques astronomiques ORB, ainsi que des collections de plaques aériennes de l'Institut National Géographique et du Musée Royal de Centre-Afrique belges en collaboration avec le groupe AGFA-Gevaert. Les numérisations réalisées dans le cadre de la collaboration tripartite évoquée concernent un programme scientifique additionnel dont l'un des objectifs était la participation à la calibration de la machine pour les applications astrométriques.

3.3.1 Description technique

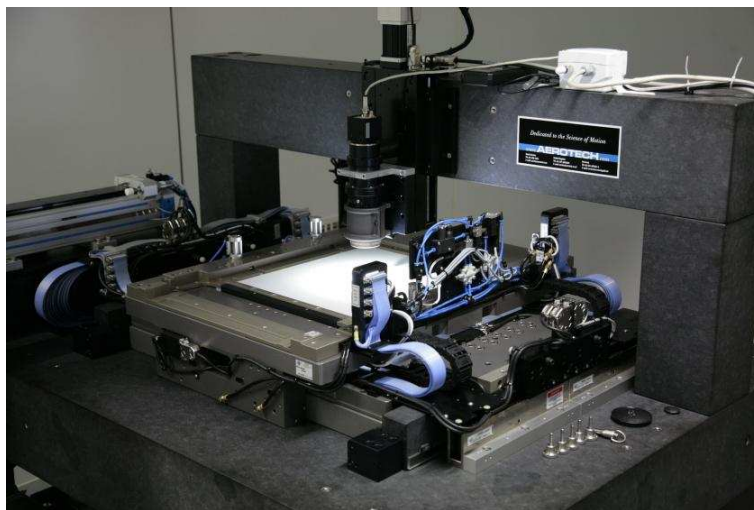


Figure 3.5 – Digital Access to Metric Images Archives Network (DAMIAN).

La machine est composée d'une base de granit mesurant 1.5 x 1.2 x 0.2 m qui est le support d'une table XY Aerotech ABL 3600 et d'un magasin ("jukebox") permettant l'alimentation automatique en plaques photographiques ou rouleaux de films. La table est composée d'un unique châssis qui peut se déplacer sur les axes X et Y , guidé par un système de roulements à air comprimé. Le mouvement est assuré par un moteur contrôlé via une boucle d'asservissement entraînant un système de courroies. Selon le même principe de construction de la MAMA, l'ensemble est disposé sur un bloc béton de plusieurs mètres-cube qui repose sur un sous-sol meuble dans le but d'éliminer la transmission de vibrations. La machine permet la numérisation de plaques de verre ou de rouleaux de films dont la largeur maximale ne devra pas excéder 350 mm. Grâce à son système automatique

d'alimentation couplé à une seconde table rotatrice, le scanner peut être utilisé pour la digitalisation des plus courantes plaques photographiques transparentes et ce, selon différentes orientations.

Le système optique est composé d'une caméra "Complementary Metal Oxide Semiconductor (CMOS)" BCi4 du constructeur C-Cam Vector International, montée sur un objectif télécentrique 1:1 Schneider Xenoplan. L'ensemble est solidaire de l'axe Z directement perpendiculaire à la table XY . La caméra CMOS produit un tableau de pixels en 2D, au travers d'images de 1280 x 1024 pixels selon une taille moyenne de $7 \times 7 \mu\text{m}$ pour une résolution de 3620 dpi. Les mesures sont réalisées conjointement avec le déplacement de la table XY , par pavés; le temps d'intégration est de 15 ms. Les cibles sont illuminées par un système "Light Emitting Diode (LED)" à très haute intensité, contrôlé par une source d'alimentation de précision.

Avec pour objectifs d'atteindre et de maintenir une haute précision géométrique et radiométrique, la machine est placée dans un local pressurisé et climatisé, dont la température est de $20^\circ\text{C} \pm 0.05^\circ\text{C}$ et dont l'humidité relative est de $50\%RH \pm 1\%RH$.

3.3.2 Précisions de mesure

La position de la table XY est lue par des codeurs incrémentaux Heidenhain fixés le long des axes X et Y et dont la précision est de 1 nm. La stabilité de positionnement est mesurée à ± 10 nm sur l'axe X et ± 15 nm sur l'axe Y . Ces trois données sont communiquées par le constructeur. La linéarité et l'orthogonalité des axes ont aussi été calibrées par Aerotech via l'utilisation d'un interféromètre laser.

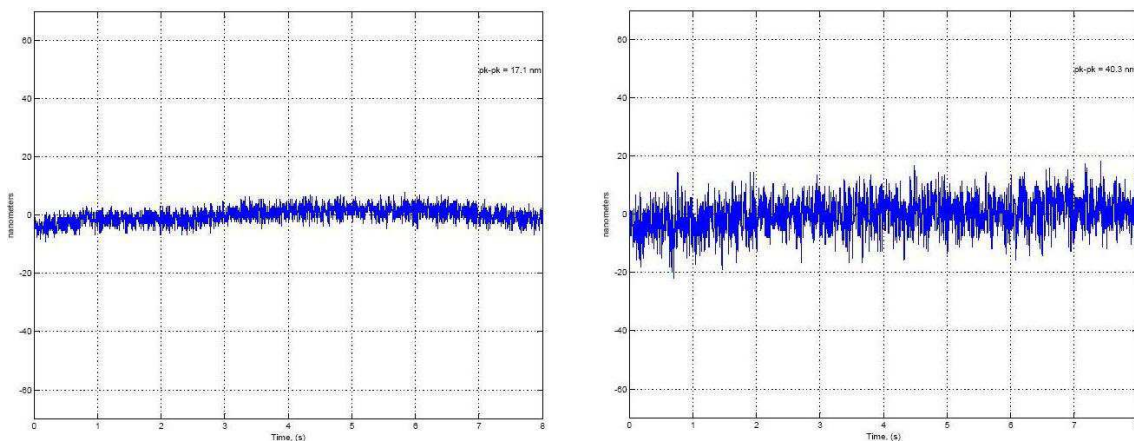


Figure 3.6 – Stabilités de positionnement en X (gauche) et Y (droite) de la table XY DAMIAN, en nanomètres (crédit Aerotech).

La répétabilité de position de la table est mesurée par le fabricant comme étant inférieure à $0.008 \mu\text{m}$, selon un déplacement XY global puis retour à la position initiale. La même répétabilité, lue par la caméra CMOS, en est relativement très différente car la mesure est limitée par la résolution (précision de lecture) de l'instrument : la répétabilité de positionnement lue est ainsi du même ordre de grandeur que la précision constructeur de la caméra, soit $0.07 \mu\text{m}$. Ajoutons enfin que ces données et résultats techniques sont meilleurs que ceux obtenus précédemment avec la machine StarScan (Zacharias et al., 2008).

3.3.3 Processus de digitalisation

La plupart des fonctions de la machine sont contrôlées par ordinateur ; le processus décrit est engagé par un opérateur, mais sa mise en œuvre est assurée par informatique. D'ailleurs et au jour de la rédaction de cette thèse, le jukebox permettant l'alimentation automatique en clichés n'a pas été utilisé en raison d'un nombre restreint de supports de plaque disponibles, ce qui ne justifiait donc pas son emploi. Aussi, les cibles sont-elles placées manuellement sur un porte-plaque anodisé ; l'ensemble est glissé sur la table XY . Au début de chaque digitalisation, le "clamp" (aspiration) est actionné, de sorte que la plaque soit automatiquement placée à distance focale, son support étant désormais en contact avec une plaque de contre-pression. L'illumination est réglée à la limite de saturation sur le fond de ciel de la cible à analyser, en ajustant le voltage de la source d'alimentation des LED. Les images RAW individuelles qui seront produites sont corrigées du courant d'obscurité, du bruit et défauts de la caméra ainsi que des fluctuations et inhomogénéités de l'illumination, avec un Dark et un Flat moyens générés selon le même temps d'intégration de 15 ms. Plus précisément, nous réalisons au minimum 1000 Darks et Flats individuels successifs, que nous additionnons respectivement pour produire les correcteurs moyens qui seront utilisés. La Figure 3.7 présente un couple de Dark et Flat moyens. Nous pouvons remarquer un bruit résiduel de la caméra sur le Dark (gauche), l'inhomogénéité de l'illumination sur le Flat (droite) qui montre une intensité décroissante dès lors que l'on s'éloigne du centre de l'image, ainsi que des fluctuations voire du grain sur les courbes de niveau. Nous pourrions aussi remarquer un point situé dans le haut droit du Flat, typique d'un défaut de l'optique, mais difficilement décelable sur l'illustration.

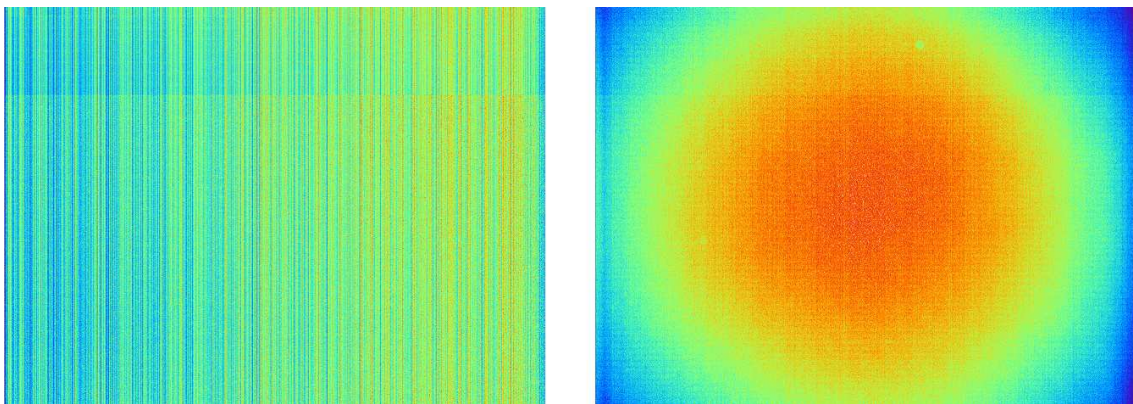


Figure 3.7 – Dark et Flat moyens générés pour la correction des images individuelles RAW DAMIAN.

La plaque est ensuite numérisée automatiquement par pavés individuels de 704×704 pixels sans recouvrement, dans le but de minimiser les effets induits par la distorsion optique de la caméra aux bords des imageries de dimensions originelles 1280×1024 pixels. Au terme de la digitalisation de la cible, le porte-plaque est déclampé et retiré automatiquement dans le cas de l'utilisation du jukebox, ou manuellement selon la méthode que nous avons employée. Les données RAW de la numérisation sont sauvegardées sur le réseau informatique de l'Observatoire et utilisées pour générer soit l'ensemble des imageries sous format "Pointwise Motion Image (PMI)" ou FITS dans le cadre d'une étude des pavés individuels, soit une mosaïque FITS. Le temps nécessaire à la digitalisation d'une plaque photographique USNO est d'environ 8 minutes ; le volume disque occupé par la mosaïque FITS correspondante est de 800 Mo.

Précisons enfin que le temps évoqué correspond à un scan selon un modèle de chemin en “zig-zag” : la plaque photographique est digitalisée en bandes de 704 pixels de largeur qui se décomposent en pavés approximativement carrés ; la translation sur X permettant le changement de bande s’effectue sur le dernier pavé transversal digitalisé. Ce choix découle de nombreux essais car le procédé initial consistait à utiliser le classique chemin “va-et-vient”. Dans ce cas, la plaque est scannée là aussi selon des bandes de 704 pixels de largeur mais avec retour sur le premier pavé de la bande avant d’effectuer une translation en X . Lorsque nous utilisons ce procédé, nous focalisons nos essais sur le temps de scan : nous avons alors programmé la machine de telle sorte qu’une plaque photographique USNO puisse être numérisée en 5 minutes.

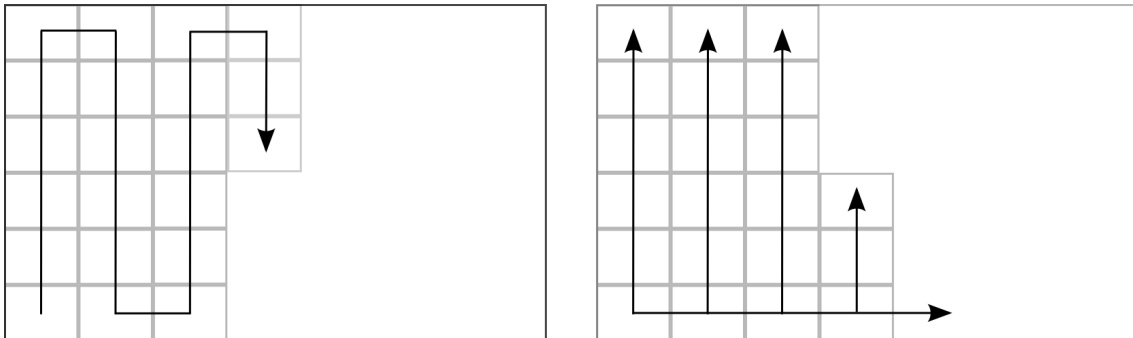


Figure 3.8 – Principes des chemins de digitalisation “zig-zag” et “va-et-vient”.

Cela étant, nous avons remarqué certaines divergences dans la comparaison de scans successifs ; en effet, la vitesse d’exécution du processus était telle que la machine n’avait pas le temps nécessaire à un alignement optimal pendant chaque changement de bande. Il pouvait apparaître des décalages de l’ordre du dixième de micron qui se répercutaient jusqu’à la fin de la digitalisation. Nous avons donc accepté l’idée de devoir accroître le temps utilisé pour aligner parfaitement les pavés transversaux des bandes i et $i + 1$. Toutefois et en tenant compte du retour de bande par le modèle va-et-vient, le temps de scan était multiplié par 2. Ainsi nous avons opté pour le compromis zig-zag : nous pouvions augmenter le temps d’alignement des pavés tout en supprimant celui du retour de bande. Grâce à ce principe, le temps de scan n’est plus multiplié que par $2/3$, d’où les 8 minutes annoncées.

3.3.4 Calibration : répétabilité et mapping

L’ORB s’est muni d’une plaque “Dot Calibration Plate (DCP)” aussi appelée “geogrid”, dont l’usage est essentiellement dédié à la calibration des machines de mesure de plaques photographiques. Il s’agit d’une plaque de silicium transparente de dimensions 251.0 x 251.0 x 4.6 mm qui est le support de disques opaques de chrome dont le diamètre varie entre 50 et 300 μm . Ces points sont positionnés sur les intersections d’une grille régulière couvrant un carré interne de 240 x 240 mm. À titre d’exemple, les plots “moyens” de diamètre 100 μm occupent une grille dont les lignes sont espacées de 1 mm, lesquelles guident des points de diamètre 50 μm répartis tous les 0.5 mm sur les axes X et Y . L’orientation de l’ensemble est renseignée par une série unique de points asymétriques, ainsi qu’un disque de diamètre 50 μm manquant tous les centimètres.

Ces caractéristiques font de la DCP un outil de mesure analogue aux plaques photographiques car les plots sont circulaires et présentent un fort contraste avec le fond transparent de la plaque. La geogrid peut donc être analysée comme s'il s'agissait d'une image stellaire classique. Aussi, une telle plaque sera utilisée pour deux types de calibration : elle permet d'estimer la répétabilité de positionnement par la mesure comparative des positions de points sur plusieurs scans successifs (étude plate-to-plate), elle permet d'estimer les paramètres de mapping liant les positions (x_p, y_p) sur plaque aux positions (x, y) lues par la caméra.

Répétabilité de positionnement

Il aurait été pertinent de pouvoir vérifier la donnée Aerotech concernant la répétabilité de positionnement de la table XY , à savoir $0.008 \mu\text{m}$. Or, nous n'avons pu valider ce résultat par l'utilisation de la geogrid. En effet, la précision de lecture de la caméra qui est fixée à $0.07 \mu\text{m}$ et conférée par sa résolution, est supérieure d'un ordre de grandeur à la donnée constructeur que nous cherchons à vérifier. Matériellement, nous ne pouvons donc pas mesurer de répétabilité qui puisse atteindre le degré de précision du fabricant. Cela étant, nous avons déterminé une donnée de répétabilité de $0.07 \mu\text{m}$ par l'étude de scans successifs de la geogrid. Cette mesure est en accord avec la limitation instrumentale imposée par la caméra car elle est du même ordre de grandeur que sa résolution théorique. Pour valider définitivement ce résultat, nous effectuerons dans la prochaine section une étude plate-to-plate à partir des données de la plaque photographique USNO n°2114 et nous démontrerons là aussi, en toute logique, que la répétabilité de positionnement de la table XY est du même ordre que la précision de lecture de la caméra CMOS.

Mapping

La geogrid a principalement été utilisée pour déterminer les paramètres de mapping permettant la transformation $(x_p, y_p) \mapsto (x, y)$ entre coordonnées sur plaque dans le système de la table, et coordonnées mesurées lues par la caméra. Cette étape est très importante car elle permet de déterminer et éliminer les distorsions de champ introduites par la caméra et l'objectif. En ce sens, la DCP est digitalisée et analysée plusieurs fois pour une meilleure précision. Cela nous permet tout particulièrement de déterminer les termes d'ordre 3 correspondants à la distorsion optique de la lentille, conjointement avec les termes d'orientations, d'échelles et d'inclinaisons sur les axes x et y .

Il a été vérifié que les paramètres de mapping restent constants à température, pression et humidité relative données, pour chaque plaque individuelle mesurée. Aussi et dès lors que nous avons arbitrairement choisi un point origine pour définir la transformation, les erreurs du champ de vue sont modélisées par le système d'équations à 7 paramètres suivant :

$$\begin{aligned}\Delta x_p &= ax + by + ex + fy + px^2 + qxy + Dx(x^2 + y^2) \\ \Delta y_p &= ay - bx + fx - ey + qy^2 + pxy + Dy(x^2 + y^2)\end{aligned}\tag{3.1}$$

Δx_p et Δy_p sont les coordonnées d'un point sur plaque, en millimètres, relativement à sa position sur la table XY mesurée par les encodeurs Heidenhain. x et y sont les coordonnées pixels du point lues par la caméra, relativement à son centre. a et b sont les paramètres du modèle orthogonal ; e et f sont les paramètres linéaires du modèle non orthogonal ; p et q sont les paramètres d'ordre 2 d'inclinaisons ; D est le terme d'ordre 3 traduisant la distorsion optique. La zone de travail considérée mesure $5 \times 5 \text{ mm}$ en correspondance avec un pavé de 704×704 pixels.

En raison de la configuration matérielle conférant une focale constante et de la qualité optique de la lentille, nous considérons que le système d'imagerie est linéaire et invariant. Ainsi, la fonction d'étalement du point "Point Spread Function (PSF)" est-elle uniforme dans la zone de travail de la caméra. Généralement décrit par une opération de convolution, ce défaut peut être corrigé pour améliorer la résolution de l'optique. Depuis l'analyse de plusieurs scans de la geogrid, les erreurs moyennes associées au passage entre les coordonnées (x_p, y_p) et (x, y) , en fonction de x_p et y_p ont été déterminées. Ces erreurs systématiques sont prises en compte dans la détermination des 7 paramètres de l'équation 3.1.

3.3.5 Correction de la distorsion caméra

À ce stade de l'étude, il est important de devoir maîtriser le processus nous permettant de corriger les imagerie de la distorsion de la caméra. La question qui se pose alors est : comment utiliser les précédents paramètres de mapping pour corriger son champ de vue ? Pour répondre à cette question, nous utiliserons bien évidemment le travail de calibration réalisé avec la DCP pour l'appliquer aux digitalisations des plaques photographiques USNO. Une méthode a ainsi été créée pour déterminer les paramètres de mapping à partir : soit de la geogrid, soit d'une plaque photographique simple classique, en vertu du fait que le système d'imagerie est linéaire et invariant à conditions environnementales identiques. Nous utilisons à cet effet le programme "Moving Dot" développé par Lars Winter (2005, 2008) ; le principe étant de centrer le champ de vue de la caméra sur un point particulier (satellite, étoile, ...) pour constituer une "geogrid virtuelle". La table XY est déplacée sur ses deux axes selon un pas constant autour du point choisi ; chaque imagerie produite est ensuite analysée pour quantifier les écarts entre la position connue de la table et la position du point lue par la caméra. Ce principe, répété pour une série de l'ordre de 800 imageries, permet d'ajuster précisément les paramètres de mapping de l'équation 3.1.

Cette opération réalisée, nous corrigeons le champ de vue de la caméra via l'utilisation d'une formulation découlant de l'équation 3.1 et définie selon la méthode employée par Lars Winter (2005, 2008) pour calculer les paramètres de mapping. Cette méthode présente l'avantage de déterminer directement les coordonnées (x, y) d'un point :

$$\begin{aligned} x &= \rho_x x_p + \nu_x y_p - d\Delta_x(3x_p^2 + y_p^2) - d\Delta_y(2x_p y_p) + d(x_p^2 + y_p^2)x_p \\ y &= \rho_y y_p + \nu_y x_p - d\Delta_x(2x_p y_p) - d\Delta_y(x_p^2 + 3y_p^2) + d(x_p^2 + y_p^2)y_p \end{aligned} \quad (3.2)$$

x et y sont les coordonnées d'un point corrigées de la distorsion optique, en millimètres, relativement au centre de l'imagerie considérée et que nous associerons à ses "coordonnées mesurées". x_p et y_p en sont les coordonnées initiales, en millimètres, relativement au centre de l'imagerie considérée. ρ_x et ρ_y sont les facteurs d'échelle respectivement sur les axes x_p et y_p ; ν_x et ν_y sont les termes d'orientations ; $d\Delta_x$ et $d\Delta_y$ sont les décalages du centre optique ; d est le terme d'ordre 3 traduisant la distorsion optique.

La Figure 3.9 présente l'évolution des facteurs d'échelle Moving Dot extraits sur l'ensemble des paramétrages réalisés pour la digitalisation des plaques photographiques USNO. Nous proposons ici deux exemples représentatifs de la variation des 7 paramètres de mapping.

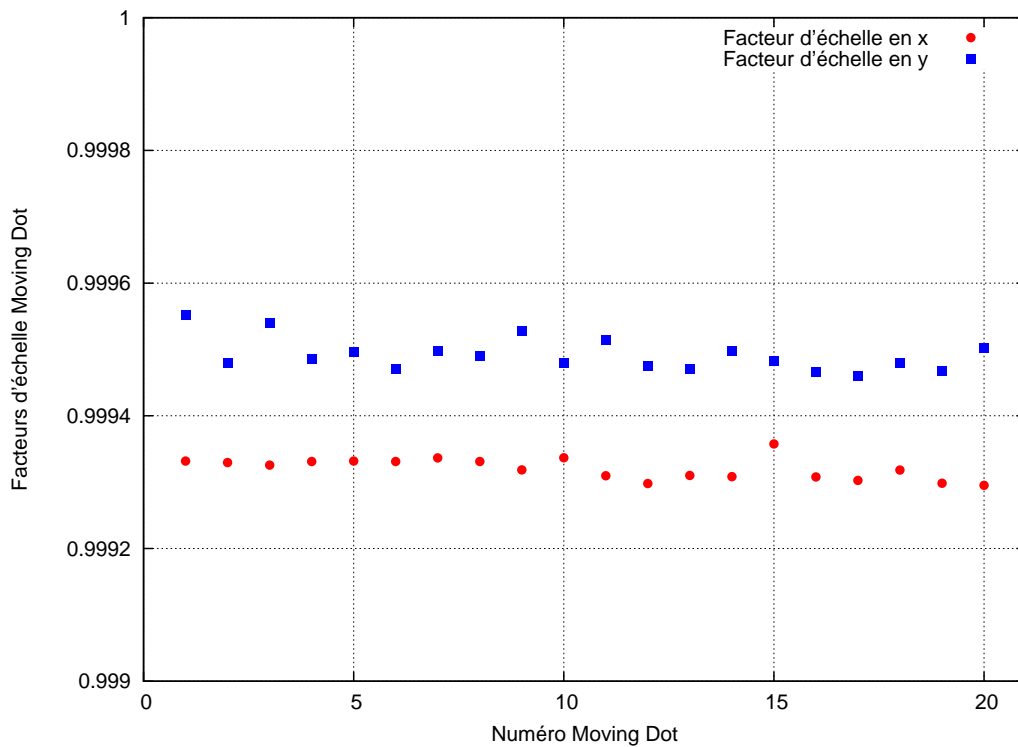


Figure 3.9 – Évolution des facteurs d'échelle Moving Dot (paramètres de mapping).

Nous pouvons remarquer une stabilité appréciable des paramètres, avec cependant une fluctuation légèrement plus prononcée pour le facteur d'échelle ρ_y . Cet effet est à mettre en relation directe avec la stabilité de positionnement de la table XY vue en Figure 3.6 et qui présentait une oscillation plus importante le long de l'axe Y de la table. Nous pouvons aussi remarquer qu'il réside une légère différence entre les deux facteurs d'échelle Moving Dot. D'ailleurs, il s'agit d'un effet que nous avons aussi remarqué lors de nos tests pour quantifier les corrections de distorsion à appliquer et dont la cause n'est pas anodine. En effet et comme nous l'avons évoqué précédemment, nous travaillons avec des pavés de 704×704 pixels pour une taille de pixel de $7 \times 7 \mu\text{m}$. Or les dimensions mentionnées sont en réalité approximatives car le champ de vue de la caméra n'est pas carré mais rectangulaire : le pixel carré théorique est déformé par la distorsion optique de la caméra de sorte qu'il devienne rectangulaire une fois lu. En conséquence, un pavé de 704×704 pixels mesure 4.9255×4.9261 mm, pour une taille de pixel de $6.9964 \mu\text{m}$ en x et $6.9973 \mu\text{m}$ en y .

La différence de $0.6 \mu\text{m}$ entre longueur et largeur d'un pavé est certes infime mais cependant non négligeable. Elle a une grande importance au regard des précisions de mesure avec lesquelles nous travaillons. Aussi, nous pouvons en déduire une répercussion directe qui s'exprimera par un écart entre les paramètres ρ_x et ρ_y , et entre les paramètres ν_x et ν_y de mapping. C'est cet effet qui est visible sur la Figure 3.9 présentée.

Dans le but de quantifier les corrections de distorsion à appliquer, nous avons créé un champ virtuel analogue à une imagerie de 704 x 704 pixels, lequel consiste en une grille régulière supportant des points espacés de 5 pixels en x et y . Étant donné que nous utilisons la formulation vue en équation 3.2, nous transformons l'imagerie en un pavé de 4.9255 x 4.9261 mm pour travailler en espace millimètres. Les Figures 3.10 et 3.11 présentent les grandeurs des corrections, en micromètres, respectivement sur les axes x et y . Les extremums, sur les bords de l'imagerie, sont de 1.26 μm en x et 0.78 μm en y . Une fois encore, la différence entre ces deux valeurs est due à l'anisotropie des pavés, en vertu du caractère non carré des pixels. Nous pouvons d'ailleurs remarquer que les corrections en x sont plus grandes que celles en y . Ceci est principalement dû au fait que le facteur d'échelle Moving Dot ρ_x est plus faible que le facteur d'échelle Moving Dot ρ_y : les corrections de distorsion tendent tout naturellement à compenser cet écart pour rendre le champ isotrope.

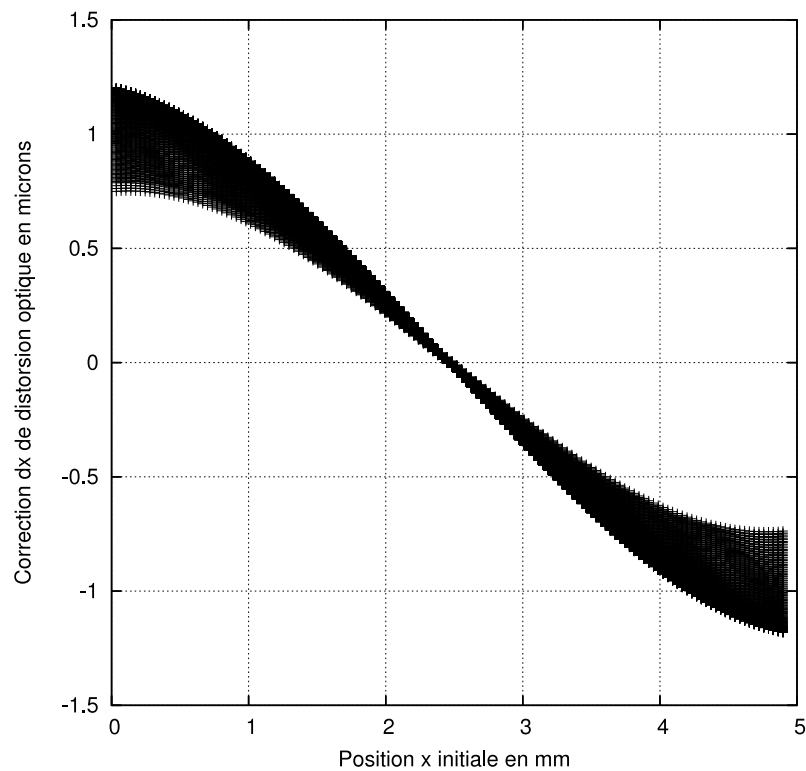


Figure 3.10 – Corrections de la distorsion optique sur l'axe x d'une imagerie DAMIAN.

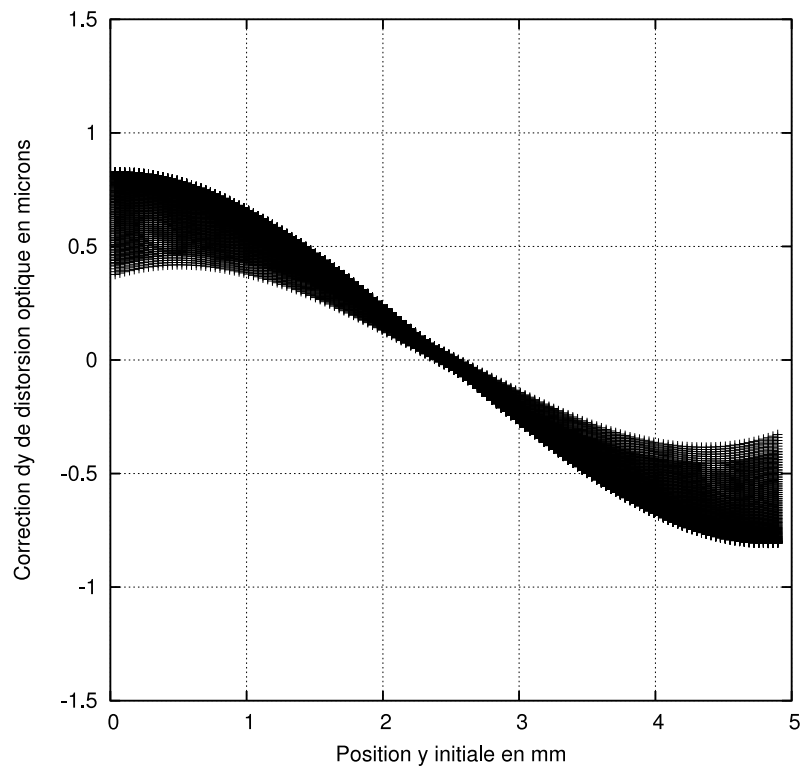


Figure 3.11 – Corrections de la distorsion optique sur l'axe y d'une imagerie DAMIAN.

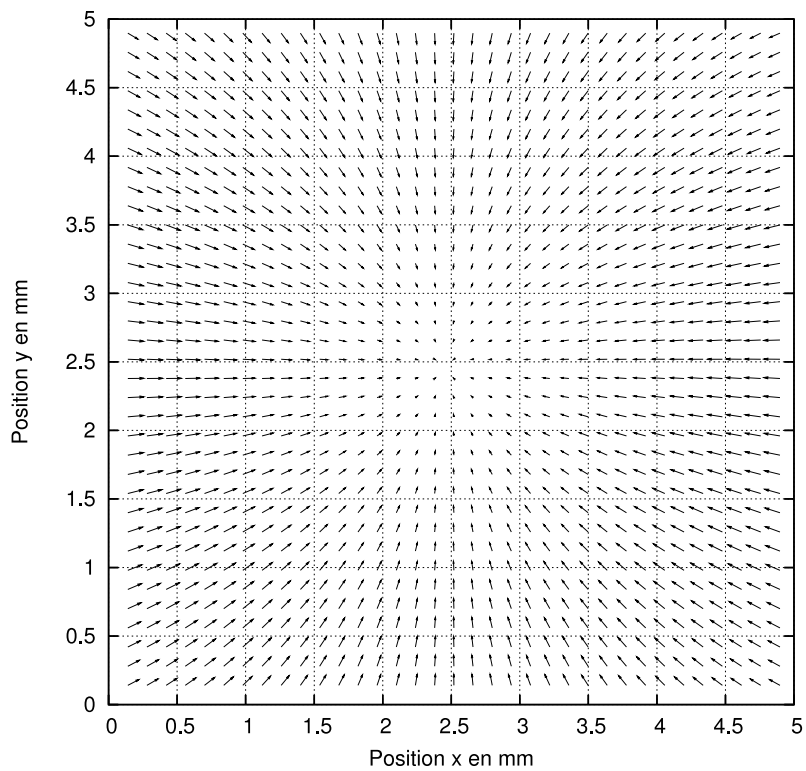


Figure 3.12 – Corrections de la distorsion optique d'une imagerie DAMIAN, en 0.01 microns.

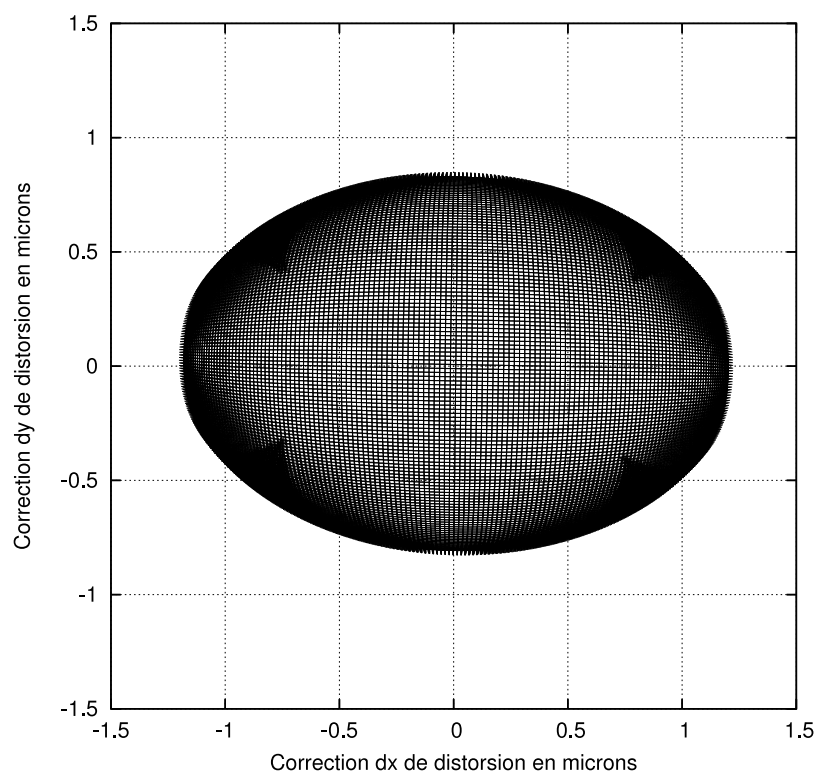


Figure 3.13 – Corrections de la distorsion optique d’une imagerie DAMIAN.

De la même manière que l’aberration de champ affecte les images situées en dehors de l’axe principal du télescope, la distorsion optique affecte les images situées en dehors du centre de l’image. La déformation est donc plus prononcée sur les bords du pavé ; les Figures 3.10, 3.11 et 3.12 démontrent cet effet. Et comme la fonction traduisant l’équation 3.2 est continue et limitée, nous pouvons représenter sur la Figure 3.13 la transformation $(x_p, y_p) \mapsto (x, y)$ en fonction des corrections dx et dy de distorsion.

Dans le cadre de notre étude des plaques photographiques USNO des satellites galiléens, nous avons fait le choix d’analyser les images sous leur forme mosaïque FITS. Il s’agit là d’un choix par commodité, les programmes d’analyse ayant été développés initialement depuis les mosaïques MAMA. Cela étant, il est tout à fait envisageable de corriger une numérisation globale de la distorsion optique car cette forme n’est-elle pas l’addition d’un ensemble d’images ? L’étude d’une mosaïque implique alors de devoir travailler en coordonnées (x, y) pixels ou millimètres sur l’ensemble de l’image, coordonnées généralement repérées depuis le bord inférieur gauche. Dans le but d’appliquer les corrections en question, nous aurons donc besoin de décomposer virtuellement la mosaïque en pavés de 4.9255×4.9261 mm pour passer des coordonnées (x, y) globales aux coordonnées $(x, y)_r$ relatives aux centres des images. Une fois cette opération effectuée, nous pouvons utiliser l’équation 3.2 pour déterminer les positions corrigées $(x, y)_r^*$ des objets présents dans chacune des images, avant d’effectuer la transformation inverse $(x, y)_r^* \mapsto (x, y)^*$ pour revenir en espace mosaïque.

3.3.6 Numérisation des plaques photographiques USNO

Selon les termes de l'accord tripartite établi entre l'USNO, l'ORB et l'observatoire de Paris, nous avons numérisé avec le scanner DAMIAN en 2009, la quasi totalité de l'ensemble des plaques photographiques USNO des satellites galiléens, soit très exactement 506 plaques représentant près de 2200 observations individuelles. Il réside un écart conséquent de 47 plaques entre le nombre de supports disponibles et le nombre effectivement digitalisé et ce, pour plusieurs raisons :

- près des deux-tiers de ce sous-ensemble présentaient une contamination par des champignons ;
- plusieurs plaques présentaient une dégradation prononcée de l'émulsion probablement due à des chocs et/ou des frottements sur une grande surface ;
- les plaques étant annotées depuis leur étude manuelle, certaines traces superposées aux satellites n'ont pu être effacées.

En seconde approximation et selon les caractères de seeing vus au premier chapitre, nous estimons désormais que le nombre d'observations exploitables est proche de 2000. Les méthodes développées pour l'analyse des plaques photographiques ainsi que pour la production des résultats seront explicitées dans les prochaines parties.

La Figure 3.14 présente la répartition en déclinaison des plaques photographiques USNO digitalisées selon l'année d'observation.

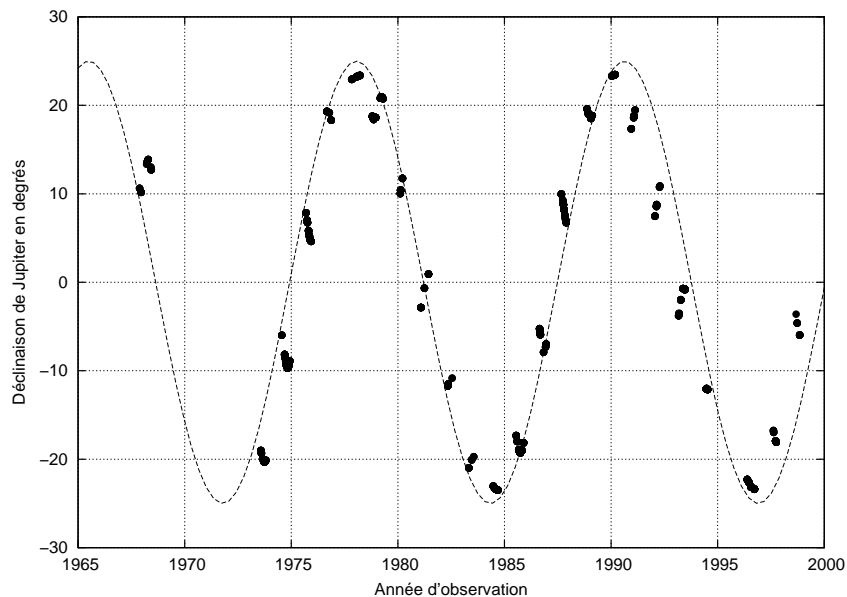


Figure 3.14 – Répartition en déclinaison des digitalisations USNO selon l'année d'observation.

Nous pouvons ainsi remarquer que le système jovien a été observé selon des déclinaisons comprises en -25° et $+25^\circ$; précisons que les observations ont été réalisées lorsque la planète était proche de l'opposition. Les nombres d'observations réalisées selon que Jupiter était dans les hémisphères nord ou sud sont identiques et de l'ordre de 50%. Nous retrouvons aussi une périodicité de l'ordre de 12 ans correspondant à la période de révolution de la planète.

3.4 Comparatif technique

Nous présentons dans cette section un comparatif sur les principales propriétés techniques des machines MAMA et DAMIAN, montrant bien entendu qu'il est plus avantageux d'utiliser le scanner de nouvelle génération DAMIAN pour la digitalisation d'un ensemble de plaques photographiques.

3.4.1 Durée de scan

Un premier point concerne le temps de scan car il est toujours important de pouvoir estimer la durée d'un tel projet, abstraction faite des problèmes ponctuels inhérents à l'utilisation de tout matériel complexe mécanique et/ou informatique.

Le temps nécessaire à la MAMA pour numériser une plaque photographique USNO est de 1 heure. Le temps nécessaire à la machine DAMIAN pour numériser un même support est réduit à 8 minutes. Nous affichons donc une différence d'un facteur de l'ordre de 7.5 entre les deux temps de scan. Ce comparatif est certes simple mais il démontre l'intérêt premier que nous avons à digitaliser l'ensemble des plaques photographiques USNO avec le scanner DAMIAN. En plus du temps de scan individuel et si nous calculons le temps nécessaire à la digitalisation des 506 cibles, nous obtenons bien évidemment 506 heures de travail sans interruption pour la MAMA, contre près de 67 heures pour DAMIAN.

3.4.2 Précisions de mesure

Le second point concerne les précisions de mesure citées, compte tenu du fait que les meilleures données nous permettront d'obtenir des résultats non pas meilleurs mais *a fortiori* plus justes. La Table 3.1 reprend les différentes valeurs des précisions de chacune des deux machines qui ont été évoquées dans les sections précédentes.

	MAMA	DAMIAN
Positionnement de la table XY	1 μm	0.001 μm
Stabilité de positionnement de la table XY lue par les encodeurs dédiés	-	X : $\pm 0.010 \mu\text{m}$ Y : $\pm 0.015 \mu\text{m}$
Répétabilité de positionnement de la table XY (constructeur)	-	0.008 μm
Répétabilité de positionnement de la table XY (mesurée)	0.2 μm	0.07 μm
Taille des pixels	10 μm	$\simeq 7 \mu\text{m}$
Largeur des bandes/pavés de digitalisation	10 mm	4.9255 mm

Table 3.1 – Précisions de mesure des machines MAMA et DAMIAN.

Nous pouvons remarquer que la différence entre les précisions de positionnement des tables XY MAMA et DAMIAN est de l'ordre d'un facteur 1000 ; la différence entre les répétabilités de positionnement mesurées est de l'ordre d'un facteur 2.8.

Cela étant, nous avons choisi de compléter ce comparatif par une étude plate-to-plate depuis les résultats des deux machines et ce, afin d'estimer plus précisément ces données de répétabilité. L'analyse proposée présente d'ailleurs deux avantages : calculer la répétabilité de positionnement MAMA malgré un vieillissement de certains composants, et vérifier à

partir de données “vraies” que la répétabilité de positionnement DAMIAN est effectivement du même ordre que la précision de lecture de sa caméra, comme cela a été démontré par l’analyse de la geogrid. Pour réaliser notre étude plate-to-plate, nous avons utilisé la plaque photographique USNO n°2114 sachant qu’elle a été digitalisée deux fois en 2007 avec la MAMA et ce, à 3 jours d’intervalle; et sachant aussi qu’elle offre l’avantage de contenir 5 expositions dont l’une a été obtenue avec une ouverture totale du réfracteur. Nous retrouvons donc, au travers de cette plaque test, un panel représentatif de l’ensemble des observations USNO.

En détails, notre analyse consiste à extraire les positions des corps puis à les comparer entre deux scans successifs. En toute logique, la comparaison doit révéler des écarts de position très faibles qui traduiront ici une répétabilité à court terme. Nous avons ainsi extrait les positions des étoiles UCAC2_27490138 (magnitude 8.9 - indice 1) et UCAC2_27673551 (magnitude 8.7 - indice 2), que nous avons reportées à la position de l’étoile BSS_50047604 (magnitude 4.8 - indice 0). Nous avons ensuite comparé les distances relatives des étoiles entre les deux scans. La Table 3.2 présente ces résultats pour les digitalisations MAMA.

Exposition	$ \Delta(X_0 - X_1) $	$ \Delta(Y_0 - Y_1) $	$ \Delta(X_0 - X_2) $	$ \Delta(Y_0 - Y_2) $
2114_1	0.81 μm	0.80 μm	0.59 μm	0.58 μm
2114_2	0.53 μm	0.96 μm	0.86 μm	0.70 μm
2114_3	0.99 μm	0.93 μm	0.83 μm	0.70 μm
2114_4	1.17 μm	0.54 μm	0.67 μm	1.06 μm
2114_5	0.95 μm	1.06 μm	1.17 μm	0.83 μm

Table 3.2 – Répétabilités de positionnement plate-to-plate - MAMA, 2007.

Nous pouvons remarquer d’importants écarts entre les positions relatives des étoiles, d’une digitalisation à l’autre. Si nous nous attachons à utiliser les données de la Table 3.2 telles qu’elles sont présentées, nous estimons une répétabilité de positionnement de la MAMA inférieure à 1.17 μm . Ce résultat, bien que très différent des 0.2 μm annoncés, n’est pas aberrant car un décalage angulaire du reticon, dû au vieillissement de la MAMA, peut à lui seul expliquer ces déviations. La démonstration suivante appuie cette hypothèse.

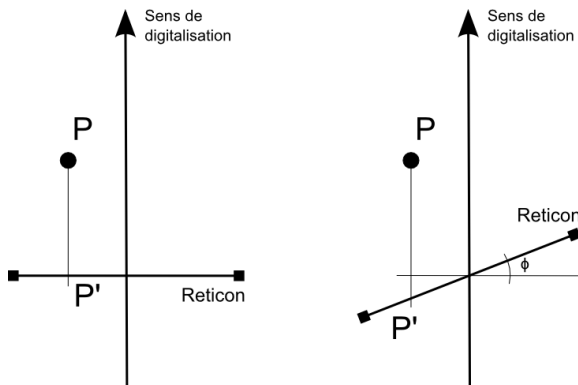


Figure 3.15 – Positionnement du reticon MAMA, sans et avec une déviation angulaire.

Supposons, en fonctionnement normal, un objet P disposé sur le chemin du reticon 1D. Suivant son mouvement vertical et par hypothèse, P frappe la barrette en P’, confondu avec la photodiode n°250 relativement à son centre. Supposons maintenant que le reticon présente une déviation angulaire ϕ . Par une simple considération géométrique, nous en déduisons que P frappera la barrette en P’ dont la position sera désormais définie par le rapport $250/\cos\phi$.

À titre d'exemple et si nous appliquons un décalage angulaire de $+5^\circ$ au reticon, le point P' occupera sur la barrette une position proche de la photodiode n°251. L'écart entre les photodiodes étant de 1, cela représente une déviation en x de $+10 \mu\text{m}$. Il est aussi important de noter le fait qu'un objet ne peut occuper la même position (x, y) dans la bande de digitalisation, selon deux scans successifs ; cela est dû principalement à l'alignement de la table qui ne peut être répété de manière identique lors de l'initialisation du processus. De plus, et comme en réalité le décalage angulaire ϕ du reticon est supposé donné et invariant à court terme, nous pouvons en déduire qu'entre deux scans 1 et 2 par exemple, la position d'un même objet sur la barrette sera donnée par les relations $x_1/\cos \phi$ et $x_2/\cos \phi$.

Précisons enfin que les résultats présentés en Table 3.2 sont cohérents car, et après une étude technique précise, il a effectivement été détecté un décalage angulaire du reticon MAMA. La répétabilité de positionnement alors mesurée est du même ordre de grandeur que nos données (Guibert, Communication privée, 2009).

Nous avons reproduit le même test de répétabilité de positionnement avec la machine DAMIAN. Pour ce faire, nous avons digitalisé la plaque photographique USNO n°2114 deux fois à 5 jours d'intervalle et nous avons utilisé les mêmes étoiles que précédemment pour la comparaison des distances relatives entre les deux scans. La Table 3.3 présente ces résultats.

Exposition	$ \Delta(X_0 - X_1) $	$ \Delta(Y_0 - Y_1) $	$ \Delta(X_0 - X_2) $	$ \Delta(Y_0 - Y_2) $
2114_1	0.049 μm	0.063 μm	0.035 μm	0.070 μm
2114_2	0.021 μm	0.049 μm	0.035 μm	0.056 μm
2114_3	0.077 μm	0.063 μm	0.070 μm	0.028 μm
2114_4	0.049 μm	0.056 μm	0.077 μm	0.043 μm
2114_5	0.035 μm	0.021 μm	0.077 μm	0.077 μm

Table 3.3 – Répétabilités de positionnement plate-to-plate - DAMIAN, 2009.

Par cette nouvelle analyse, nous estimons une répétabilité de positionnement de la machine DAMIAN inférieure à $0.077 \mu\text{m}$. Nous démontrons ainsi que cette mesure est bien du même ordre de grandeur que la précision de lecture de la caméra et ce, depuis des données "vraies".

Pour clore ce test, nous avons digitalisé la plaque photographique USNO n°2114, 18 fois en 2009 sur 8 mois d'intervalle : nous avons réalisé 9 scans selon une orientation normale (0°) et 9 scans selon une orientation opposée ($+180^\circ$). Ce procédé consiste en une seconde analyse plate-to-plate mais en mode "Direct and Reverse (D-R)" cette fois-ci, dans le but de valider la répétabilité mesurée sur un plus long terme, mais aussi dans le but de mettre en évidence des erreurs systématiques liées à la numérisation le cas échéant. Il est d'ailleurs à noter que depuis l'étude de scans successifs D-R de la geogrid, Norbert Zacharias a établi une faible contribution du processus de digitalisation, via une équation de magnitude (De Cuyper et al., 2009). Lors de la numérisation, les positions des objets seraient déplacées en fonction de leur magnitude ; l'erreur maximale résiduelle serait de $\pm 0.2 \mu\text{m}$. Aussi il est d'usage, pour compenser un tel effet, de réaliser deux scans à orientations opposées de chaque observation, pour ensuite moyenner les positions calculées des objets. Avant d'initier une telle opération, nous avons cherché à estimer l'impact de l'effet sur les numérisations USNO.

La Figure 3.16 est représentative de l'ensemble des mesures réalisées. Nous avons déterminé les positions (x, y) des étoiles disponibles pour ensuite les reporter à la position de référence de l'étoile BSS_50047604. Nous avons ainsi comparé les distances relatives des étoiles entre deux scans D-R ; leur différence (dx, dy) est tracée en fonction de la magnitude. Cette application aux données USNO ne laisse pas apparaître de lien effectif entre la répétabilité de mesure et la magnitude des corps considérés : les différences D-R dx et dy sont distribuées de manière aléatoire selon une amplitude $[-0.077 \mu\text{m}; +0.077 \mu\text{m}]$, sans qu'aucune évolution simple ne puisse être déterminée.

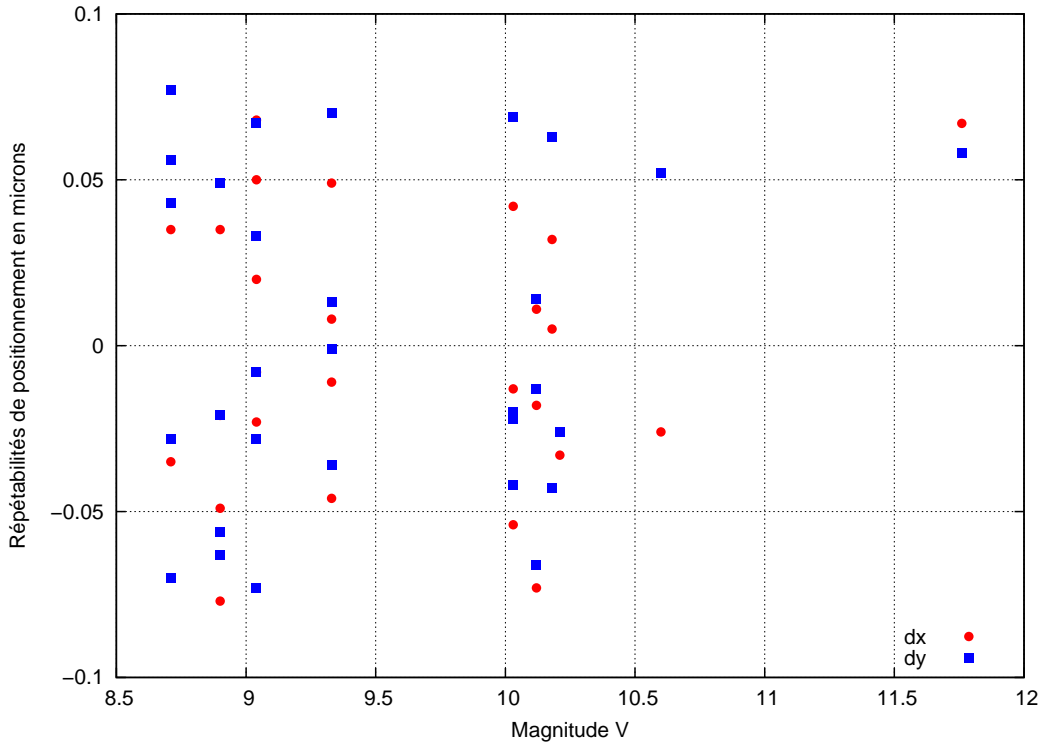


Figure 3.16 – Répétabilité D-R de positionnement plate-to-plate - DAMIAN, 2009.

Nous pouvons aussi remarquer que les résultats de l'analyse plate-to-plate D-R sont analogues en termes de grandeur à ceux présentés en Table 3.3 : nous retrouvons là encore une répétabilité de positionnement inférieure à $0.077 \mu\text{m}$, mais sur un intervalle de temps plus important, gage de la stabilité de mesure de la machine.

Afin de valider définitivement ce résultat, nous avons cette fois-ci cherché à estimer l'impact de l'effet sur les résultats produits, en étudiant les positions post fit des satellites galiléens sur l'ensemble des 18 scans cités, soit 90 données de position pour chacun de ces corps. Nous avons utilisé les quatre modes suivants :

1. direct seul ;
2. opposé seul ;
3. direct couplé à l'opposé (positions moyennées par paires) ;
4. direct couplé au direct et opposé couplé à l'opposé (positions moyennées par paires).

Pour chacun de ces modes, nous avons déterminé la moyenne des écarts de position par rapport à la position moyenne calculée, ainsi que la dispersion associée. La Table 3.4 présente les résultats de cette étude.

	1	2	3	4
moyenne des écarts	0.7 mas	0.7 mas	0.5 mas	0.6 mas
dispersion	0.5 mas	0.5 mas	0.4 mas	0.4 mas

Table 3.4 – Estimations post fit de l’effet systématique de magnitude - DAMIAN, 2009.

Nous pouvons ainsi remarquer un gain de précision dès lors que nous couplons les positions des objets. Cela étant, le principe conventionnel qui consiste à minimiser les erreurs systématiques de numérisation en moyennant deux positions d’un même corps, déterminées en modes direct et opposé, n’apparaît pas justifié ici. En effet et depuis les résultats présentés, les erreurs systématiques de magnitude n’ont pas d’impact évident sur les résultats produits : le gain de précision est uniquement dû à la moyenne des couples de positions sans dépendance avec les modes direct ou opposé. Par conséquent, ni les résultats établis depuis les positions des étoiles mesurées sur les numérisations, ni ceux établis depuis les positions post fit des satellites galiléens, ne permettent de mettre en évidence un effet de magnitude depuis les données USNO. Ils démontrent pourquoi nous avons finalement choisi de numériser l’ensemble de la collection des satellites galiléens selon une orientation unique.

Précisons enfin que les données présentées en Tables 3.2, 3.3, 3.4 et Figure 3.16 incluent les erreurs d’extraction des objets (erreurs de fit) et une contribution certaine du matériel photographique (grain, bruit). Nous estimons d’ailleurs que la précision d’extraction des sources est de l’ordre de quelques centièmes de micromètre. Dès lors, force est de reconnaître que l’analyse réalisée est limitée car les erreurs de fit sont dominantes. Il est alors important de comprendre que la notion de répétabilité de positionnement représente ici une précision interne de mesure. Dans le cas de la machine DAMIAN, la donnée de répétabilité seule peut être bien inférieure aux $0.077 \mu\text{m}$ énoncés, mais il ne nous est pas permis de la mesurer exactement.

Notons qu’une table reprenant l’ensemble des informations techniques et résultats des tests cités dans ce chapitre est donnée en Annexe A.

3.4.3 Résultats produits

Une comparaison entre les résultats produits par les 35 digitalisations MAMA et ceux produits par les scans DAMIAN correspondants serait-elle intéressante ?

Au regard des tests de répétabilité plate-to-plate réalisés précédemment et des résultats en découlant, la réponse est non. La répétabilité de positionnement de la MAMA mesurée est moins bonne d’un facteur proche de 6 à sa répétabilité traduisant un fonctionnement normal. Par ailleurs et abstraction faite de la défaillance évoquée, les caractéristiques des deux machines sont sans commune mesure et le comparatif présenté montre à lui seul qu’il est désormais plus avantageux d’utiliser le scanner de nouvelle génération DAMIAN. Que pourrait nous apporter une telle comparaison et dans ces conditions, si ce n’est relever des différences importantes ? Rappelons cependant que les digitalisations MAMA nous auront permis de nous forger une expérience solide quant à la numérisation de plaques photographiques en général, l’utilisation de matériel à cet effet et bien entendu donné matière au développement des programmes nécessaires à l’analyse des digitalisations USNO. Enfin et selon les comparatifs réalisés, nous pouvons désormais juger du rôle important que joue le processus de numérisation, des matériels utilisés et des corrections apportées, sur la qualité et donc la justesse des résultats qui seront produits.

Chapitre 4

Extraction et identification des sources

Sommaire

4.1	Source Extractor	80
4.1.1	Principe de l'analyse	80
4.1.2	Estimation du fond de ciel	81
4.1.3	Filtrage	81
4.1.4	Seuil de détection	81
4.1.5	Séparation	81
4.1.6	Mesure	82
4.2	Extraction des sources depuis les numérisations USNO	82
4.2.1	Correction du fond de ciel et filtrage	83
4.2.2	Analyse des positions extraites	86
4.2.3	Limites matérielles et logicielles	86
4.2.4	Traitement initial du catalogue de sortie SExtractor	88
4.3	Correction de la distorsion caméra	89
4.4	Identification des sources	91
4.4.1	La méthode d'identification par récurrence	91
4.4.2	La méthode d'identification par superposition d'un champ virtuel	93

Dès lors que nous avons choisi et utilisé un moyen technologique pour la numérisation des plaques photographiques USNO, il convient d'explicitier les méthodes permettant d'en extraire et analyser l'information. Il s'agit alors de déterminer et sélectionner les positions des objets depuis les digitalisations pour disposer des paramètres géométriques et photométriques nécessaires à leur identification, en vue d'une réduction astrométrique précise.

Le but de cette thèse n'étant pas *a priori* de développer une nouvelle méthode d'extraction des sources d'une image, nous utiliserons à cet effet le programme Source Extractor (Bertin et al., 1996) dont les spécificités et application aux plaques photographiques USNO seront détaillées. Rappelons que nous travaillons depuis des numérisations sous forme de positifs linéaires analogues aux CCD ; la mesure de positions est préférée à la photométrie. Nous verrons ensuite comment nous avons abordé la problématique de l'identification des sources astronomiques, qui revêt un caractère évidemment crucial : il s'agit d'une reconnaissance de champ permettant de répertorier tous les objets significatifs à la date d'observation. En effet, notre objectif premier est de réduire par rattachement l'ensemble des

plaques photographiques USNO des satellites galiléens. Nous devons donc être en mesure, depuis les catalogues d'objets Source Extractor des numérisations considérées, de répertorier toutes les références astronomiques, soit principalement les satellites et les étoiles du champ. Dans ce but, nous avons choisi de travailler essentiellement sur la configuration géométrique des corps célestes à la date d'observation. Nous détaillerons les propositions faites en la matière et les méthodes développées pour cette identification, qu'il s'agisse de la méthode par récurrence ou de la méthode par superposition d'un champ virtuel.

4.1 Source Extractor

Source Extractor (SExtractor) est défini par son développeur comme un outil logiciel permettant de construire un catalogue d'objets depuis une image astronomique. Initialement créé selon l'objectif de permettre la réduction d'images de galaxies à grand champ, il s'est montré adaptable, évolutif et tout aussi efficace dans l'analyse des champs d'étoiles. Le programme est d'ailleurs connu aujourd'hui comme l'outil de référence pour la détection de sources depuis une image FITS.

Nous présentons ci-dessous les principales qualités conceptuelles de SExtractor qui justifient le choix que nous avons fait d'utiliser ce programme dans notre étude.

1. Il propose un mode d'analyse spécifique pour les images FITS issues de la numérisation de plaques photographiques.
2. Il offre la possibilité d'analyser de très grands champs, dont les dimensions peuvent aller jusqu'à 65000 x 65000 pixels; or nos digitalisations sont elles-mêmes volumineuses en termes d'espace disque ($\simeq 800$ Mo) et de taille propre (23232 x 16192 pixels).
3. Il propose une vitesse moyenne de traitement à 1 Mpixel/s pour un processeur de 2 GHz; étant donné que nous avons près de 500 numérisations à étudier, la vitesse d'analyse est prépondérante pour qu'un tel projet puisse être mené à bien rapidement.
4. Il offre un traitement optimal des images avec un rapport signal sur bruit (S/B) variable; or les sources visibles sur les plaques photographiques USNO ne présentent pas de signal homogène. Ceci est principalement dû au fait qu'il s'agit de corps très divers (planètes, satellites, étoiles); mais aussi au fond de ciel lui même irrégulier en raison des différents filtres physiques apposés et de la qualité de l'émulsion.
5. Il permet un filtrage numérique en temps réel pour améliorer les détections d'objets simples ou superposés.

4.1.1 Principe de l'analyse

L'analyse complète d'une image repose sur un principe double car l'information est étudiée en deux passes. Une première lecture est utilisée pour la modélisation d'une carte du fond de ciel ("background") et pour la correction correspondante des données; une seconde lecture réalise un filtrage et applique un seuil de détection pour que les objets soient décorrélés, mesurés, classifiés et enfin inscrits dans le catalogue de sortie.

4.1.2 Estimation du fond de ciel

Dans le but de mesurer précisément la position des objets, il est primordial d'avoir la meilleure définition du fond de ciel en chaque endroit de l'image : nous parlons ici d'une "carte du background" et non d'une estimation moyenne globale. Par une première lecture du flux de chaque pixel, SExtractor détermine une mesure locale du fond de ciel sur l'ensemble des différents pavés virtuels (32 x 32 pixels) qui décomposent l'image en une grille régulière. Cette opération réalisée, un filtre médian est appliqué sur le maillage pour supprimer de possibles surestimations locales, notamment dues aux corps brillants ; ou inversement pour supprimer de possibles sous-estimations locales qui peuvent être dues à l'apposition de filtres physiques sur la plaque correspondant à la numérisation, ce qui est le cas des plaques photographiques USNO. La carte créée est ainsi utilisée pour corriger l'image du bruit du fond de ciel.

4.1.3 Filtrage

Un grand nombre de programmes d'extraction accusent la même défaillance, à savoir que le flux émis par les objets les plus faibles (magnitudes élevées, rayons apparents réduits) peut être noyé dans le bruit du fond de ciel. SExtractor propose une solution à ce problème par une simple considération de traitement du signal : le spectre de puissance du bruit seul et le spectre de puissance d'une source qui lui serait superposée doivent marquer des différences. Une détection peut ainsi être envisagée dès lors que les données sont correctement filtrées. SExtractor travaillera avec un estimateur local de détectabilité augmentant les possibilités de détection et qui n'est autre que la définition du rapport S/B sous forme d'un produit de convolution, sur la position (x_0, y_0) d'une source potentielle :

$$\left(\frac{S}{B}\right)^2 = \frac{((s * h)(x_0, y_0))^2}{(n * h)^2} \quad (4.1)$$

s est le signal minimal devant être détecté ; n est le bruit ; h est le filtre ou "masque de convolution", que nous définirons de telle sorte que le signal minimal s à détecter dans le bruit suive un profil gaussien. La méthode sera appliquée ponctuellement à tous les pixels dont la valeur de flux se détache du bruit de fond.

4.1.4 Seuil de détection

Une fois le fond de ciel soustrait et le filtrage opéré, un seuil gaussien de détection est appliqué aux données pour isoler des groupes de pixels dont la forme globale doit être quasi circulaire. Chaque groupe étant composé d'un ensemble d'unités adjointes dont le flux dépasse la valeur du seuil, ils définiront la position et la forme approximatives d'une potentielle détection.

4.1.5 Séparation

Dès lors qu'un objet est détecté, le groupe de pixels correspondant est une dernière fois analysé au travers d'un filtre intrinsèque à SExtractor qui détermine s'il s'agit d'un unique corps ou d'une superposition multiple. De manière pratique, le groupe de pixels est étudié selon N nouveaux seuils de détection, compris entre la valeur du seuil initial et la valeur maximale du flux local rencontré. Cela permet d'obtenir un modèle de distribution de la lumière dans la source, qui peut être représenté sous forme d'un diagramme.

La décision de séparer ou non l'objet est prise en regard des intensités relatives des flux qui le composent, sous couvert que le contraste de densité entre deux sous-ensembles potentiels ne permette pas de séparer des objets dont la différence de magnitude est supérieure à 6. Dans l'exemple du corps présenté en Figure 4.1, la source originelle sera décomposée en deux objets A et B. Supposons que la densité maximale représentée soit de 23000, les deux sources sont donc séparées par un "creux" de densité 11500 et le contraste entre les objets A et B est relativement faible (contraste de 5000 traduisant une différence de magnitude inférieure à 6).

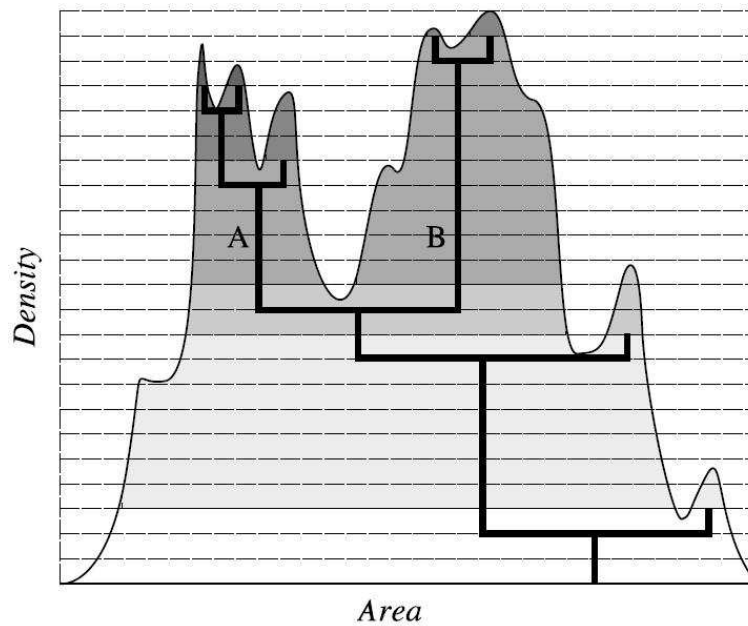


Figure 4.1 – Diagramme schématisant le modèle de distribution de la lumière dans une source SExtractor devant être séparée (crédit E. Bertin).

4.1.6 Mesure

La dernière phase d'analyse concerne la mesure des sources gaussiennes simples et séparées qui ont été préalablement détectées. Le principe étant que tous les pixels dont la valeur est supérieure au seuil, entreront en considération. SExtractor travaillera avec des positions barycentriques (x, y) pour définir le photocentre de la source en question. Enfin et selon les paramètres de sortie que nous avons choisis, le programme déterminera les erreurs sur ces positions ainsi que trois données propres à chaque objet : la largeur à mi-hauteur ou "Full Width at Half Maximum (FWHM)" ici considérée comme un critère de dimension par rapport à une gaussienne car elle représente le diamètre qui contient la moitié des informations de flux de la source, la magnitude instrumentale et l'élongation qui caractérise l'aplatissement (la non circularité) par rapport à un disque parfait.

4.2 Extraction des sources depuis les numérisations USNO

Nous avons choisi d'utiliser Source Extractor pour l'extraction des données depuis l'ensemble des numérisations USNO, de par ses quelques qualités énoncées précédemment, mais aussi et principalement de par ses capacités à traiter les images avec un rapport S/B variable, et de détection des sources dans le bruit. En effet et d'une manière générale, les numérisations de plaques photographiques ont pour particularité de présenter un

rapport S/B variable et souvent faible, dans le cas des étoiles, au vu du fond de ciel très bruité. Cela est dû à plusieurs raisons, notamment à la composition, la qualité et la répartition inhomogène de l'émulsion, ainsi qu'à son altération au cours du temps ; mais aussi à toutes les sources parasites lumineuses et organiques qui ont pu interférer au moment de l'observation et des éventuelles manipulations.

4.2.1 Correction du fond de ciel et filtrage

La Figure 4.2 donne une première estimation de l'importance du signal de bruit rencontré. Il s'agit d'une représentation avant traitement de la valeur des pixels (intensité ou flux) sur le fond de ciel transversal de la digitalisation USNO n°2114.

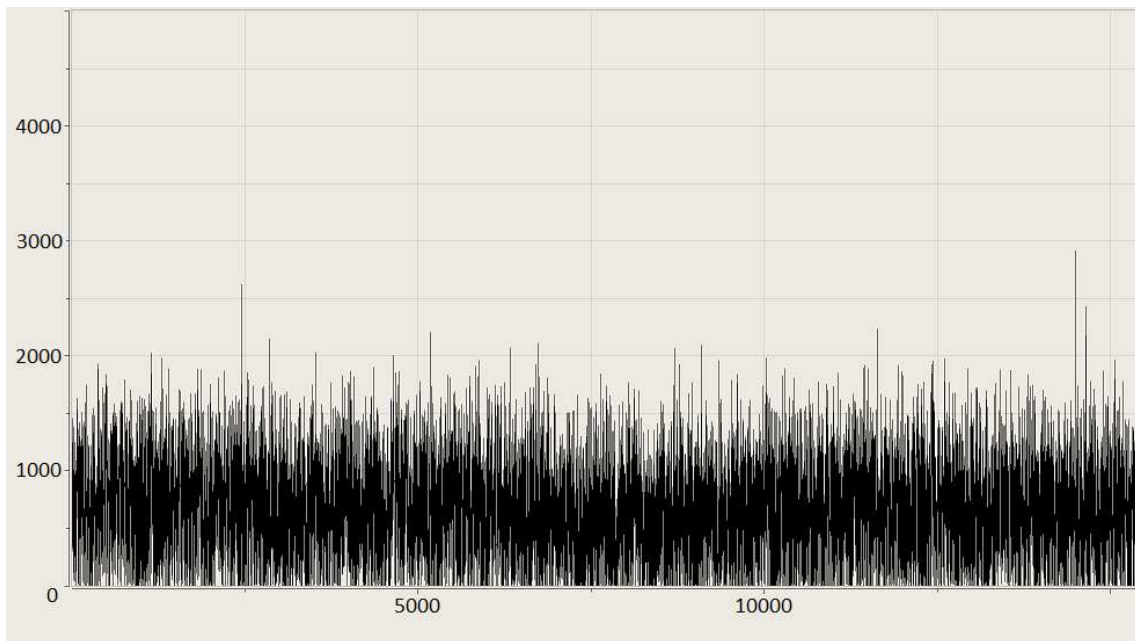


Figure 4.2 – Intensité des pixels sur le fond de ciel de la digitalisation USNO n°2114, avant traitement. L'axe des abscisses est en pixels, l'axe des ordonnées est en unités d'intensité SExtractor.

Le lecteur pourra instantanément remarquer un bruit aléatoire très prononcé, fluctuant selon une grandeur de 0 à 2000 unités, et dont une valeur moyenne de 800 unités peut être dégagée. D'ailleurs et depuis une simple visualisation de l'image correspondante, nous pourrions distinguer là aussi un grain effectif sur le fond de ciel, caractéristique d'un signal de bruit variable. Il apparaît alors évident que l'utilisation d'un programme adapté, permettant d'estimer et de soustraire le background en première passe, tel SExtractor, sera tout à notre avantage. À titre de comparaison, la Figure 4.3 présente la valeur des pixels sur le fond de ciel transversal de la même digitalisation, après soustraction du background et filtrage des objets. Nous pouvons remarquer que le signal de bruit du fond de ciel a été réduit d'un facteur proche de 4 ; la valeur moyenne de 800 unités énoncée ci-dessus est maintenant proche de 200. Cela étant et malgré le fait que ces deux illustrations démontrent en partie l'intérêt de travailler avec Source Extractor, il convient de préciser que la digitalisation USNO n°2114 est "peu" bruitée par rapport à certaines des plaques photographiques numérisées, dans le sens où le signal moyen est relativement proche de 0 et présente une certaine constance. En effet, la plaque photographique correspondante est en excellent état. Les filtres physiques qui y sont apposés n'introduisent pas de contraste décelable visuellement. Il n'y a pas eu de surexposition et les observations ne souffrent d'aucune source lumineuse ou organique parasites.

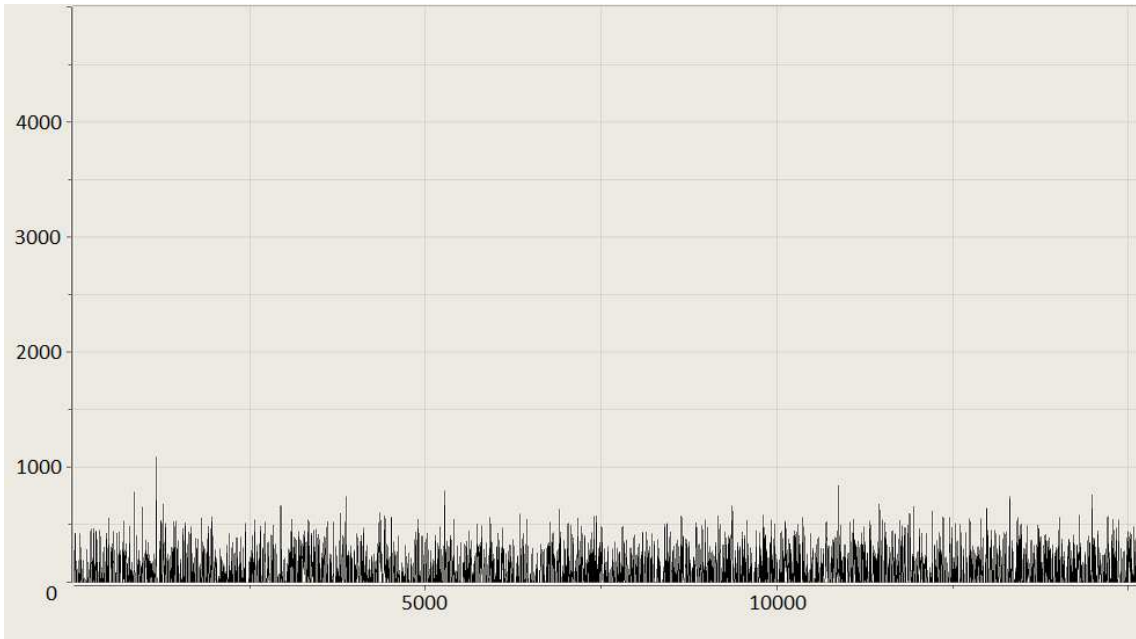


Figure 4.3 – Intensité des pixels sur le fond de ciel de la digitalisation USNO n°2114, après traitement. L’axe des abscisses est en pixels, l’axe des ordonnées est en unités d’intensité SExtractor.

Les quelques exemples cités expliquent principalement le fait que, au cours de notre étude des plaques photographiques USNO, nous avons pu remarquer d’importantes variations de qualité d’une plaque à une autre. Aussi et en réponse à ces problématiques, les Figures 4.4, 4.5 et 4.6 suivantes présentent respectivement les corrections type de SExtractor sur des images moyennement et fortement contrastées en raison de l’apposition des filtres physiques, ainsi que sur une image parasitée par une source lumineuse ponctuelle.

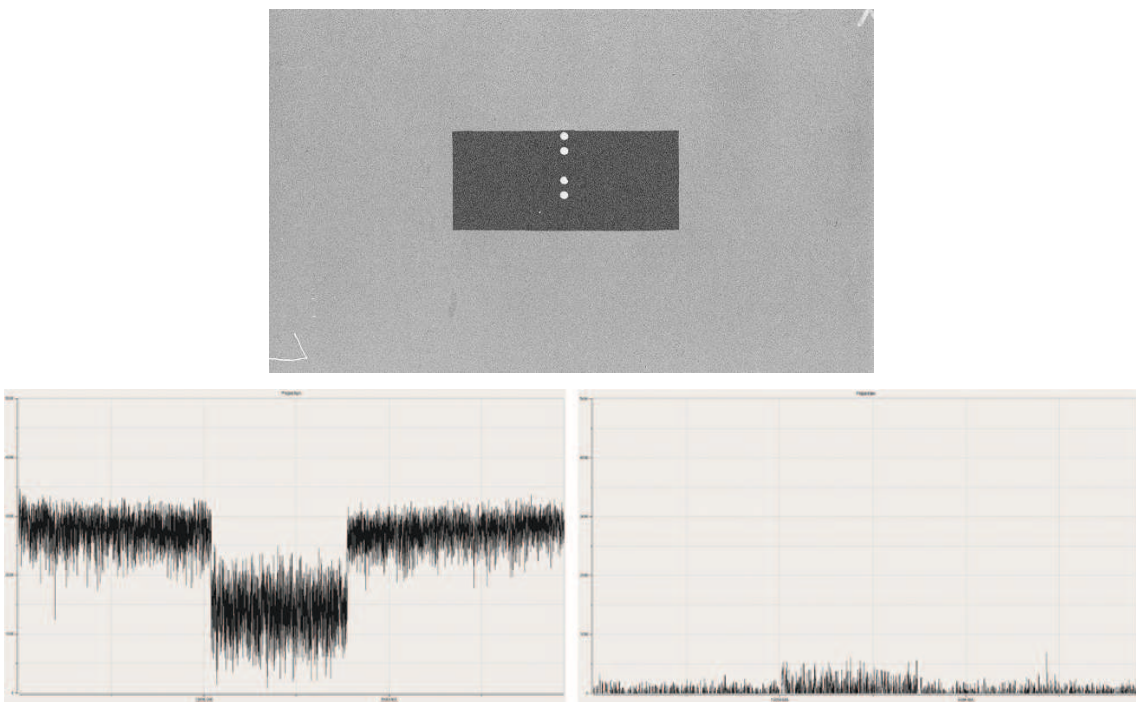


Figure 4.4 – Digitalisation USNO n°0207 moyennement contrastée par les filtres physiques (haut) - Intensité des pixels sur le fond de ciel transversal, avant et après corrections (bas).

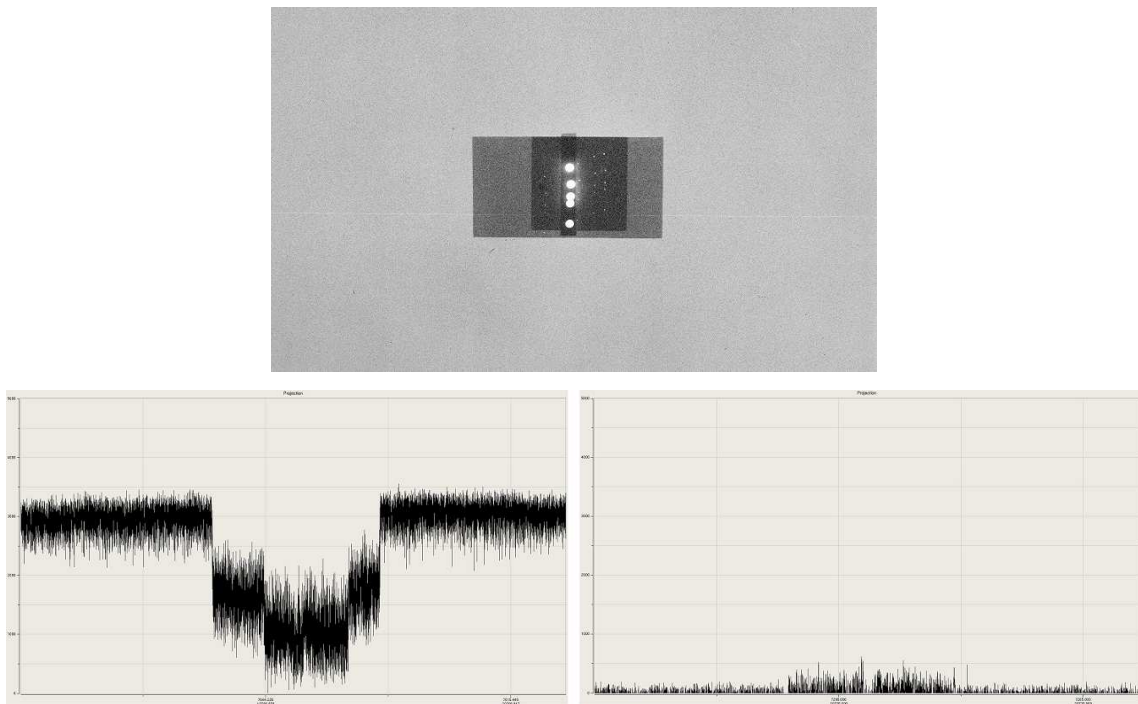


Figure 4.5 – Digitalisation USNO n°0132 fortement contrastée par les filtres physiques (haut) - Intensité des pixels sur le fond de ciel transversal, avant et après corrections (bas).

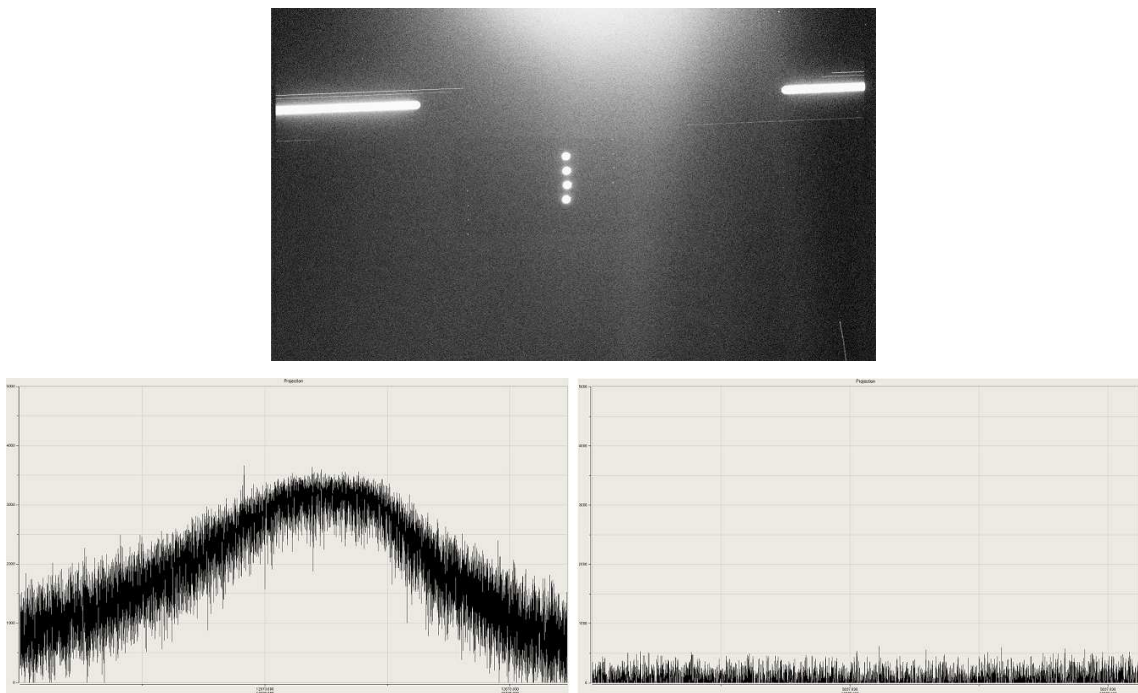


Figure 4.6 – Digitalisation USNO n°1804 parasitée par une source lumineuse ponctuelle (haut) - Intensité des pixels sur le fond de ciel transversal, avant et après corrections (bas).

Ces exemples démontrent à quel point il peut être intéressant d'utiliser Source Extractor, et plus particulièrement de par ses qualités à traiter les images FITS à fond variable. Nous venons de voir que le programme permet de corriger de manière efficace l'ensemble des phénomènes physiques qui pourraient inférer négativement dans l'étude, qu'il s'agisse des contrastes ou des bruits parasites.

4.2.2 Analyse des positions extraites

Concernant la mesure du photocentre des sources, nous avons évoqué dans la section précédente que SExtractor en détermine la position (x, y) selon un calcul barycentrique. Outre le fait que peu d'utilitaires sont encore aujourd'hui capables de traiter des images aussi volumineuses que les numérisations USNO et donc que le choix du programme d'extraction ne nous a pas réellement été laissé, nous nous sommes demandé si cette méthode de mesure était appropriée ou non, car il est plus courant d'employer un ajustement gaussien pour déterminer le photocentre d'un objet. Aussi, nous avons eu l'occasion de pouvoir utiliser un second programme d'extraction développé par Lars Winter (Communication privée, 2008) et qui s'emploie justement à ajuster une gaussienne pour déterminer la position d'un corps. Nous avons ainsi comparé plusieurs extractions d'images USNO, selon l'utilisation de l'un et l'autre des outils.

Les résultats ont démontré que les mesures réalisées sur un même objet, par les deux méthodes, étaient identiques à quelques millièmes de pixel près, ce qui confère une précision de l'ordre de ± 0.5 mas sur les positions extraites par SExtractor. Nous sommes donc en mesure d'affirmer que l'utilisation de ce programme permet d'obtenir un traitement optimal de l'image, ainsi qu'une grande précision sur la position des objets extraits.

4.2.3 Limites matérielles et logicielles

Problème matériel lié au nombre d'objets extraits

Selon notre objectif de réduire les numérisations des plaques photographiques USNO par rattachement aux étoiles du champ, il est important de devoir recueillir le maximum d'information possible. Ainsi et pour pouvoir détecter et extraire les étoiles de forte magnitude, nous avons abaissé les seuils logiciels à des valeurs proches des minimums requis. En conséquence, la moindre poussière ou défaut sur la plaque, ou encore le moindre "pic" d'intensité sur le fond de ciel (même après les corrections et filtrage évoqués), sont susceptibles d'être extraits en tant qu'objets à part entière. Il n'est pas rare que le catalogue de sortie SExtractor contienne près de 10000 sources dont la plupart ne correspondent à aucun objet, ce qui nécessite un traitement supplémentaire *a posteriori*.

La Table 4.1 présente en partie le catalogue de sortie SExtractor de la numérisation USNO n°2114. Nous pouvons retrouver, dans l'ordre : le numéro de l'objet, sa position (x, y) en pixels, les erreurs de position associées (e_x, e_y) en pixels qui représentent les erreurs en x et y de détermination de la position du barycentre de l'objet, la FWHM en pixels, la magnitude instrumentale et l'élongation, *i.e.* le facteur traduisant l'aplatissement (l'allongement ou la non circularité) de la source par rapport à un disque parfait, phénomène qui peut être dû à un mauvais suivi de la lunette ou encore à des objets superposés.

Num	x	y	e_x	e_y	$fwhm$	mag	$elongation$
1	82.397	70.554	2.05e-04	8.84e-05	349.41	2.5315	2.038
2	10878.697	37.125	1.44e-03	1.35e-04	36.66	8.0146	3.830
3	14216.474	34.030	2.64e-03	2.69e-03	5.46	10.6948	1.010
4	10046.021	8.589	1.23e-01	6.40e-04	43.99	6.7428	14.175
5	9230.716	7.888	9.65e-03	7.55e-03	7.99	10.1404	1.351
6	9556.233	8.623	1.03e-02	6.59e-03	9.11	10.0067	1.294
7	8857.972	7.752	1.64e-02	3.91e-03	6.32	10.4695	2.269
8	8478.945	5.478	6.78e-03	6.78e-03	0.08	11.6604	1.004
9	9291.548	8.172	1.15e-02	8.24e-03	10.74	9.8108	1.505
[...]							
4122	10776.466	11968.448	2.34e-03	3.62e-03	3.98	12.4488	1.250
4123	4235.886	11799.541	1.65e-02	5.23e-03	13.27	11.2738	3.070
4124	610.125	11710.031	7.55e-03	2.58e-03	6.52	11.8146	1.672
4125	4281.458	11791.772	7.11e-03	7.64e-03	6.22	11.5476	1.968
4126	15807.699	11790.507	5.11e-03	5.10e-03	5.49	12.7857	1.023
4127	11850.002	11327.120	1.17e-02	3.35e-03	10.11	11.5218	2.422
4128	1868.051	11927.057	3.49e-03	1.92e-03	6.78	12.0789	1.553
4129	1380.502	11644.576	5.58e-03	5.58e-03	-0.13	13.0419	1.003

Table 4.1 – Extraits du catalogue de sortie Source Extractor de la numérisation USNO n°2114.

Analysons brièvement cette numérisation : l'image contient 5 expositions du système jovien et une moyenne de 10 étoiles de référence par observation. Par un simple calcul, nous en déduisons que le catalogue d'extraction devrait comporter approximativement 75 objets ; or il en contient 4129. D'ailleurs et en règle générale, 95% à 99% des objets du catalogue d'extraction ne seront pas significatifs.

Ce problème est intimement lié au matériel utilisé (plaque photographique), ainsi qu'au paramétrage de SExtractor que l'utilisateur aura fait. Cela étant, nous avons néanmoins la certitude que la plus faible source astronomique sera détectée. Ne vaut-il pas mieux traiter un excédent d'information plutôt que de devoir passer à côté de données essentielles ? La réponse à cette question est bien évidemment oui. Nous détaillons ainsi, dans les prochaines sections, les méthodes originales que nous avons développées pour permettre une identification automatique des sources astronomiques, depuis les numérisations USNO et donc les catalogues d'objets Source Extractor.

Problème matériel lié à un fond de ciel trop élevé

Nous évoquons une seconde limite matérielle cette fois-ci imputable à l'observation elle-même. En effet, certaines plaques photographiques USNO des satellites galiléens comportent un fond de ciel trop élevé, effet généralement dû à la présence de la Lune dans le ciel ou encore un phénomène de diffusion atmosphérique. En conséquence, le rapport S/B interdit toute mesure d'étoiles et, à ce jour, aucune solution n'a été trouvée pour résoudre le problème.

Problème logiciel lié à des corps angulairement proches

Cette limite logicielle concerne deux (ou plus) corps joints qui ne peuvent être séparés par SExtractor, car détectés en tant que source unique. En effet, plusieurs observations comportent des objets astronomiques (satellites ou étoiles) dont les coordonnées (α , δ) sont

si proches que leur représentation sur plaque photographique (et donc sur la numérisation) ne permet pas de séparation selon les critères logiciels évoqués. La Figure 4.7 présente, à titre d'exemple, un extrait de la numérisation de la plaque photographique USNO n°2404 pour illustrer l'effet. Nous pouvons remarquer, à droite de l'image, une source allongée qui est en fait constituée de deux satellites galiléens très proches angulairement. Une solution aurait été d'ajuster une forme en "8" sur un tel type de source (avec un éditeur "Interactive Data Language (IDL)" par exemple); mais nous estimons que la précision de mesure du photocentre des objets n'est pas suffisante pour permettre une réduction astrométrique pertinente.

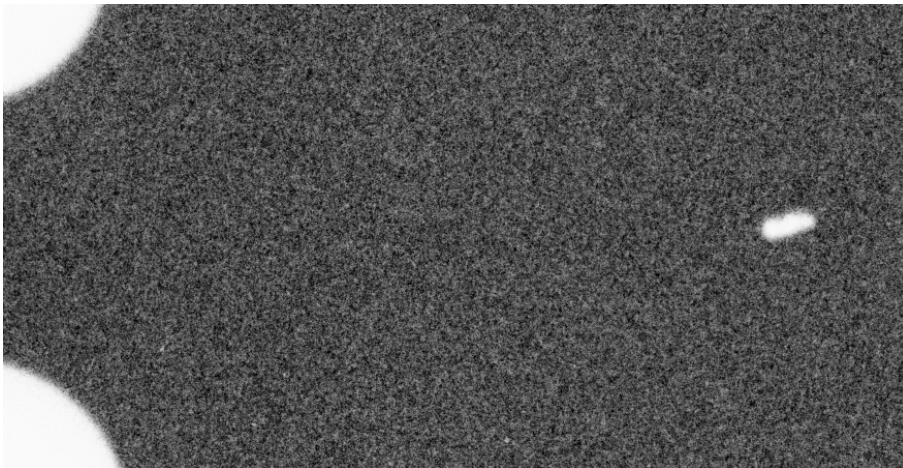


Figure 4.7 – Extrait de la digitalisation de la plaque photographique USNO n°2404.

Nous avons d'ailleurs rencontré ces deux derniers effets (fond de ciel élevé et corps proches angulairement) sur près de 40 plaques photographiques, principalement réalisées avant 1974 et dans les années 1980 pour ce qui est du cas du fond de ciel, et sur l'ensemble de la collection pour ce qui est des corps angulairement proches. Aussi et en troisième approximation, nous estimons désormais que le nombre d'observations exploitables est proche de 1800.

4.2.4 Traitement initial du catalogue de sortie SExtractor

Il est important de réaliser un "choix" des sources astronomiques potentielles à partir du catalogue de sortie SExtractor. En effet et comme nous l'avons évoqué, la majeure partie des extractions ne sont pas significatives. Il est donc essentiel d'effectuer une pré-sélection des corps extraits et ce, dans le but de limiter le temps de calcul ou même le risque d'erreurs d'identification. Nous avons pu définir des critères limitant l'étude aux sources telles que :

$$\begin{aligned} FWHM &> 5 \text{ pixels} \\ \text{magnitude} &< 15 \\ \text{elongation} &< 1.6 \end{aligned} \tag{4.2}$$

Ces trois critères sont des données moyennes évaluées sur l'ensemble de la collection des numérisations USNO. Ils impliquent de ne conserver que les objets extraits dont la FWHM sera supérieure à 5 pixels, dont la magnitude instrumentale sera inférieure à 15 et dont l'élongation géométrique sera inférieure à 1.6. La valeur de 5 pixels attribuée à la FWHM représente la borne en-deçà de laquelle, le grain de la plaque peut être extrait en tant qu'objet. La valeur de 15 attribuée à la magnitude limite, est évaluée de sorte que le rapport entre magnitude instrumentale SExtractor et magnitude de référence soit

proche de 1. Enfin et en ce qui concerne la valeur limite de 1.6 attribuée à l'élongation des objets, elle est évaluée pour permettre l'extraction des sources sans tenir compte des corps trop allongés représentatifs de défauts. Elle pourra toutefois être ajustée dans le cas où le suivi de la lunette présenterait des défaillances plus importantes et donc les objets un aplatissement plus prononcé.

Notons que ce traitement initial du catalogue de sortie SExtractor permet d'éliminer près de 80% des objets qui le composent. Aussi et si nous reprenons l'exemple de la numérisation USNO n°2114, le catalogue de sortie correspondant sera amputé d'environ 3300 corps sur les 4129 originaux. Ce chiffre démontre l'intérêt d'une telle mesure.

4.3 Correction de la distorsion caméra

Dès lors que nous travaillons avec une numérisation DAMIAN, nous avons exprimé, dans le chapitre 3, la nécessité de corriger la position des objets de la mosaïque FITS étudiée, de la distorsion optique caméra. De manière pratique, les coordonnées extraites par Source Extractor pour l'ensemble d'une image sont mesurées en pixels depuis le bord inférieur gauche de la plaque, dans un repère orthonormal $(O; x, y)$. Or, nous avons vu que les corrections de distorsion à apporter doivent être réalisées en espace millimètres sur des positions relatives aux centres des imagerie qui composent la mosaïque. Pour appliquer ces corrections et dans un premier temps, nous décomposons virtuellement l'image en pavés de 704 x 704 pixels et nous déterminons les coordonnées (x_c, y_c) du centre théorique de chaque imagerie, telles que :

$$\begin{aligned} x_{c|(i,j)} &= (1/2 + i) \times step_x \\ y_{c|(i,j)} &= (1/2 + j) \times step_y \end{aligned} \quad (4.3)$$

i et j sont les compteurs entiers qui permettent de parcourir l'ensemble des pavés qui composent la mosaïque, respectivement sur ses deux axes horizontal et vertical ; $step_x$ et $step_y$ sont les dimensions exactes des pavés sur ces mêmes directions.

Ensuite et point par point, nous rapportons les coordonnées des objets extraits par SExtractor aux centres des pavés ; la condition étant que la position d'un point sera évidemment rapportée au centre de l'imagerie qui le contient. En d'autres termes, les coordonnées (x, y) globales des sources sont transformées en coordonnées $(x, y)_r$ relatives :

$$\begin{aligned} x_r &= x - x_{c|(i,j)} \\ y_r &= y - y_{c|(i,j)} \end{aligned} \quad (4.4)$$

$$\begin{aligned} -1/2 \times step_x &\leq x_r \leq +1/2 \times step_x \\ -1/2 \times step_y &\leq y_r \leq +1/2 \times step_y \end{aligned} \quad (4.5)$$

Puis nous passons d'un espace pixels à un espace millimètres et nous appliquons les corrections de distorsion via la formulation vue en équation 3.2, selon des paramètres de mapping régulièrement redéfinis.

D'ailleurs et à titre d'exemple, la Table 4.2 présente les résultats d'extraction des paramètres de mapping, par le programme Moving Dot (chapitre 3.3.5 p.68), depuis une image USNO. Les termes "scale", "rot.", "offset", "dis.Off" et "distor", qu'il s'agisse des axes "X" ou "Y", correspondent bien évidemment et respectivement aux termes ρ , ν , $d\Delta$ et d à injecter directement dans l'équation 3.2 vue au chapitre cité ci-dessus. Enfin, un point

important concerne les mentions $XCENTER = 714.866000$ et $YCENTER = 517.058000$ qui précisent la position en pixels de l'axe optique de la caméra dans une image brute de dimensions 1280 x 1024 pixels. Nous pouvons alors remarquer qu'il réside un décalage certain entre les coordonnées $(XCENTER, YCENTER)$ et les coordonnées théoriques du centre optique qui devraient être (640;512) en pixels. Cet écart de 74.866 pixels ($\simeq 524.1 \mu\text{m}$) en x et 5.058 pixels ($\simeq 35.4 \mu\text{m}$) en y est purement instrumental; nous appliquons un biais de cette différence aux coordonnées $(x, y)_r$ relatives précédemment calculées pour prendre en compte l'effet. Nous déterminons ensuite des positions relatives corrigées $(x, y)_r^*$, puis nous effectuons la transformation inverse $(x, y)_r^* \mapsto (x, y)^*$ après un décalage opposé pour revenir en espace millimètres global.

CAMERA	=	BCI4	
XCENTER	=	714.866000	
YCENTER	=	517.058000	
XSCALE	=	0.007000	
YSCALE	=	-0.007000	
FILENAME	=		
SCALE	=	mm	
MODE	=	ADZ	
FGLread	=	132	
FGLused	=	123	
SigmaFit	=	0.593645372001595D-004	mm
TransParam	=	9	
1. scale X	:	0.9993575459	+/- 0.0000079438
2. rot. X	:	-0.0000005083	+/- 0.0000057531
3. offset X	:	-1.8642716503	+/- 0.0000111564
4. scale Y	:	0.9994828971	+/- 0.0000078867
5. rot. Y	:	0.0000279557	+/- 0.0000053687
6. offset Y	:	19.5869725941	+/- 0.0000105055
7. dist.Off.X	:	-0.0000031064	+/- 0.0000009120
8. dist.Off.Y	:	-0.0000036101	+/- 0.0000008502
9. distor.	:	0.0000303730	+/- 0.0000007284

Table 4.2 – Exemple de paramètres de mapping extraits par le programme Moving Dot

Il est à noter que dans cette procédure, il n'y a pas de passage inverse d'un espace millimètres à un espace pixels. Comme la correction de distorsion optique tend à compenser l'anisotropie du champ de vue de la caméra, dû au fait que le pixel lu n'est pas carré, il n'y a aucune raison justifiant de devoir passer à nouveau en espace pixels, même si nous introduisions une taille carrée choisie pour forcer l'isotropie.

Enfin et dans un souci de simplification d'écriture, nous assimilerons désormais les positions globales corrigées $(x, y)^*$ aux positions mesurées (x, y) .

4.4 Identification des sources

4.4.1 La méthode d'identification par récurrence

En première approche, nous avons développé une méthode permettant de retrouver, pour chaque numérisation, les objets significatifs selon une certaine géométrie et un nombre de répétitions correspondant au nombre théorique d'expositions de la plaque photographique considérée.

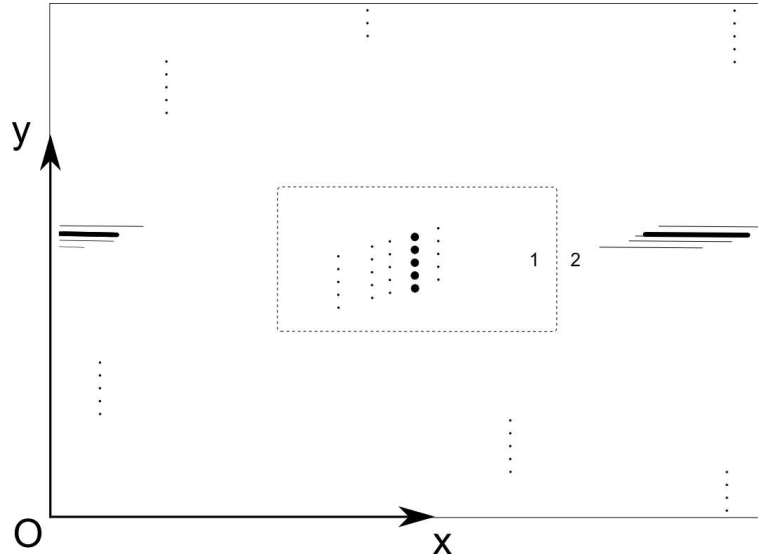


Figure 4.8 – Méthode d'identification par récurrence - Schéma 1.

Reprenons la représentation schématique de la plaque USNO n°2114 présentée en Figure 4.8 pour illustrer ce principe. Tout d'abord, nous définissons un repère orthonormal $(O; x, y)$ tel que le point origine O soit confondu avec le bord inférieur gauche de la numérisation étudiée. Si nous considérons que les objets principaux de la zone 1 sont la planète Jupiter et ses quatre satellites, alors et d'une manière générale les positions $(x, y)_r$ en millimètres de ces astres, rapportées à la position (x_0, y_0) du centre géométrique de la plaque, sont telles que :

$$\begin{aligned} x_0 - 30 \text{ mm} < x_r < x_0 + 30 \text{ mm} \\ y_0 - 15 \text{ mm} < y_r < y_0 + 15 \text{ mm} \end{aligned} \quad (4.6)$$

Ensuite et selon ce principe, nous cherchons à déterminer tous les objets répétés n fois sur l'axe vertical, où n est bien évidemment le nombre d'expositions théorique correspondant à la numérisation étudiée. En d'autres termes, nous cherchons des ensembles de positions $(x_i, y_i)_r$ en pixels où $1 \leq i \leq n$, vérifiant les conditions :

$$\begin{aligned} |x_i - x_{i+1}|_r &< \Delta_x \\ |y_i - y_{i+1}|_r &< \Delta_y \\ |mag_i - mag_{i+1}| &< 1 \\ |e_i - e_{i+1}| &< 0.3 \end{aligned} \quad (4.7)$$

Δ_x et Δ_y sont les distances en pixels de séparation entre deux objets, respectivement sur les axes x et y ; mag_i et mag_{i+1} représentent les magnitudes instrumentales des deux objets considérés ; e_i et e_{i+1} représentent les élongations des deux objets considérés.

La Figure 4.9 illustre le procédé : nous choisissons arbitrairement un objet (1) comme référence pour déterminer un deuxième objet (2) vérifiant les critères de positionnement

relatif en x et en y , de magnitude instrumentale et d'élongation. Si le test n'est pas validé, nous modifions le premier objet de référence de la séquence. Nous choisissons alors un objet (1') et nous vérifions qu'un second objet (2') vérifie les conditions énoncées. Si le test est validé, nous itérons le test pour les sources suivantes, de sorte que le nombre final de répétitions coïncide avec n . Le procédé est opéré pour l'ensemble des détections de la zone étudiée. Enfin et parmi les récurrences déterminées, nous distinguons la planète, les satellites et les étoiles par une simple considération sur la FWHM des corps.

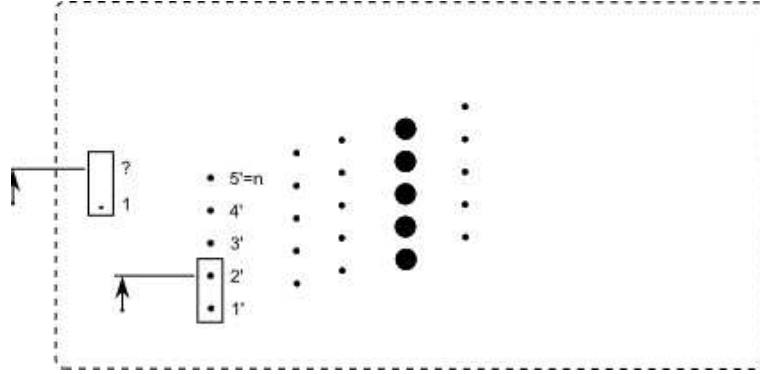


Figure 4.9 – Méthode d'identification par récurrence - Schéma 2.

Une fois cette opération réalisée dans la zone 1, nous étendons bien évidemment le principe à l'ensemble de la numérisation afin de détecter les récurrences d'étoiles.

Enfin, pour clore la procédure et identifier précisément les objets du champ, nous consultons les données d'un catalogue d'étoiles et d'éphémérides planétaire et satellitaire. En effet, nous devons pouvoir associer chaque position (x, y) mesurée et retenue au corps "connu" correspondant (référence). Comme les catalogues d'étoiles et les éphémérides des corps du Système Solaire proposent des positions dans un système de coordonnées célestes, l'objectif est donc de déterminer les coordonnées équatoriales des corps mesurés pour les comparer aux données de référence et par déduction, identifier les objets présents. Pour pouvoir réaliser cette opération, nous devons effectuer les transformations $(x, y) \mapsto (X, Y) \mapsto (\alpha, \delta)$. Dans un souci de simplification de la procédure et d'optimisation du temps de calcul, nous supposons, sous couvert d'une faible marge d'erreur, que $(X, Y) \simeq \rho.(x, y)$ où ρ est un facteur d'échelle moyen déterminé lors des précédentes réductions astrométriques par la méthode du trail-scale; et nous choisissons la planète Jupiter comme centre arbitraire du champ considéré. En fonction de la date et du lieu d'observation, l'utilisation d'une théorie planétaire ainsi qu'un changement de repère adapté, nous permettent de déterminer la position $(\alpha, \delta)_J$ topocentrique de la planète et de l'associer aux coordonnées $(X, Y)_J \simeq \rho.(x, y)_J$ précédemment définies. Connaissant désormais le centre du champ, nous consultons un catalogue d'étoiles et une éphéméride des galiléens choisis, pour déterminer là encore les positions équatoriales topocentriques calculées $(\alpha, \delta)_c$ des corps correspondants. À ce stade de l'analyse, nous sommes en mesure de dire quels sont les objets présents dans le champ étudié, en théorie. Nous rapportons ensuite chaque récurrence mesurée $(X, Y)_{m,i} \simeq \rho.(x, y)_{m,i}$ où $1 \leq i \leq n$ aux coordonnées $(X, Y)_{J,i}$ du centre du champ considéré, puis nous effectuons une projection gnomonique inverse pour permettre la transformation $(X, Y)_{m,i} \simeq \rho.(x, y)_{m,i} \mapsto (\alpha, \delta)_{m,i}$. Nous pouvons désormais calculer pour chaque corps un résidu qui est ici la différence entre ses coordonnées équatoriales observées (mesurées) et les coordonnées équatoriales calculées (découlant d'une théorie) d'un tiers objet de référence. Nous identifions enfin les sources astronomiques selon l'hypothèse que le corps retenu présentera un résidu minimum.

Le principe de la méthode d'identification par récurrence consiste ainsi à travailler dans un premier temps sur le catalogue d'objets d'une numérisation, pour ensuite recouper l'information avec une éphéméride planétaire, un modèle satellitaire et un catalogue d'étoiles.

Limites de la méthode

Nous avons remarqué que, pour une première approche, la méthode d'identification par récurrence était relativement simple à mettre en œuvre et permettait d'identifier rapidement les objets dont le nombre de répétitions est égal au nombre théorique d'expositions de la numérisation étudiée. Cependant et de par les hypothèses utilisées pour décrire le problème, nous devons reconnaître que ce principe présente deux failles majeures qui ne peuvent être résolues de manière triviale.

1. Si un défaut de plaque est mesuré proche d'un corps significatif (par exemple une étoile) et s'il vérifie les conditions énoncées précédemment, alors nous aurons en résultat deux séries quasi identiques de n objets : une première série comportant les n étoiles et une seconde série comportant $n - 1$ étoiles plus 1 défaut. Selon la position du ou des défauts et selon le nombre d'expositions considérées, toutes les combinaisons (substitutions) sont possibles.
2. Si pour une quelconque raison (corps sur un bord de la plaque, corps dans le trail, dommage visible, ...) le nombre de répétitions d'un corps est différent de n , alors aucune exposition dudit objet ne sera retenue. Le cas le plus souvent rencontré se traduit par un nombre de répétitions inférieur à n .

Au-delà du fait qu'il n'est pas envisageable de substituer ou écarter la moindre source significative, nous pouvons déduire que le principal atout de cette méthode est devenu un problème sous-jacent : les identifications sont corrélées au nombre d'expositions de la plaque photographique considérée. En conséquence et dans l'optique d'exploiter au maximum l'information disponible pour chaque observation, nous devons être en mesure de traiter les expositions d'une plaque indépendamment les unes des autres.

4.4.2 La méthode d'identification par superposition d'un champ virtuel

En seconde approche, nous avons développé une méthode permettant de retrouver, pour chaque numérisation, les objets significatifs selon une certaine géométrie unique-ment. Chaque observation est désormais étudiée de manière indépendante.

Nous avons traité la méthode d'identification par récurrence depuis les répétitions d'objets elles-mêmes ; une identification géométrique du champ était d'autant plus simple. Désormais et dès lors que nous travaillons avec des observations indépendantes (pour ne pas dire "uniques"), la disposition géométrique des objets sur la plaque et donc leur identification peut se révéler problématique car chaque extraction peut être considérée comme source astronomique. Nous ne pouvons bien évidemment pas nous permettre de comparer toutes les combinaisons d'extraction à un champ théorique, comme cela était fait précédemment à l'aide des récurrences des corps. Nous avons ainsi choisi d'inverser le procédé car selon la date d'observation et la position de l'observateur, nous pouvons connaître en théorie les objets présents dans le champ étudié ; lesquels objets doivent pouvoir être retrouvés *a posteriori* dans le catalogue d'extraction correspondant à l'acquisition qui aura été faite (plaque photographique et numérisation ou image CCD). Comme nous l'avons déjà évoqué, les observations USNO ont été réalisées de telle sorte que nous

pouvons assimiler le photocentre de Jupiter au centre optique de la lunette, en première approximation. Et comme précédemment, en fonction de la date et du lieu d'observation, l'utilisation d'une théorie planétaire ainsi qu'un changement de repère adapté, nous permettent de déterminer la position $(\alpha, \delta)_J$ topocentrique de la planète. Connaissant le centre du champ, nous consultons un catalogue d'étoiles et une éphéméride des galiléens choisis, pour déterminer là encore les positions équatoriales topocentriques calculées $(\alpha, \delta)_c$ des corps correspondants. Bien évidemment et comme plusieurs expositions sont disponibles pour chaque numérisation, nous déterminons n fois les coordonnées équatoriales de chacun des objets, selon la date moyenne d'observation considérée. Pour pouvoir comparer ces données aux informations contenues dans le catalogue SExtractor, nous devons effectuer les transformations $(\alpha, \delta) \mapsto (X, Y) \mapsto (x, y)$. Le premier changement de coordonnées est une projection gnomonique directe qui implique de connaître la position $(X, Y)_J$ du centre du champ arbitraire que nous avons choisi. Dans cet objectif, nous considérons là aussi que $(X, Y) \simeq \rho.(x, y)$ où ρ est un facteur d'échelle moyen et nous utilisons à cet effet la méthode d'identification par récurrence car, bien que ce procédé présente plusieurs inconvénients lors de la détection des étoiles, il n'en reste pas moins très efficace pour déterminer les positions de la planète.

Dès lors que nous connaissons un couple de coordonnées $(x, y)_J$ de la planète (et donc sa position tangentielle $(X, Y)_J$) auquel nous associons le couple correspondant de coordonnées équatoriales $(\alpha, \delta)_J$, nous réalisons une projection gnomonique directe pour chacun des corps de référence (satellites et étoiles) et nous en déduisons chaque coordonnée $(x, y)_{r,c}$ sur l'image, par rapport au centre du champ considéré, puis $(x, y)_c$ en espace global. Cette procédure suit le principe $(\alpha, \delta)_c \mapsto (X, Y)_c \simeq \rho.(x, y)_c$. À ce stade de l'analyse, nous sommes en mesure de dire quels peuvent être les objets présents dans le champ étudié, et nous en connaissons les coordonnées $(x, y)_c$ théoriques sur la numérisation. Nous pouvons désormais calculer pour chaque corps un résidu qui est ici la différence entre ses coordonnées $(x, y)_m$ mesurées et les coordonnées $(x, y)_c$ calculées d'un tiers objet de référence. Nous identifions enfin les objets selon l'hypothèse que le corps retenu présentera un résidu minimum.

Le principe de cette nouvelle méthode d'identification consiste ainsi à travailler dans un premier temps sur une éphéméride planétaire, un modèle satellitaire et un catalogue d'étoiles, pour ensuite recouper l'information avec le catalogue d'objets d'une numérisation. La grande différence avec la méthode par récurrence est que désormais, les observations sont traitées indépendamment et ce sont les données théoriques de positionnement qui nous indiquent directement l'objet à chercher sur l'image. Comme ce procédé revient à créer un champ théorique d'objets pour le comparer avec un champ mesuré d'objets, nous l'avons donc nommé : "identification par superposition d'un champ virtuel".

Application aux numérisations USNO

De manière pratique, la méthode d'identification par superposition d'un champ virtuel permet de rechercher tous les corps de référence dans une zone d'incertitudes propre à chacun sur la numérisation. En effet, et comme nous connaissons les coordonnées $(x, y)_c$ des objets de référence susceptibles d'être identifiés pour chaque observation, nous sommes en mesure de déterminer les zones sur l'image dans lesquelles ces corps doivent être retrouvés par comparaison. Appliquons-nous à exposer la mise en application de ce procédé aux numérisations USNO.

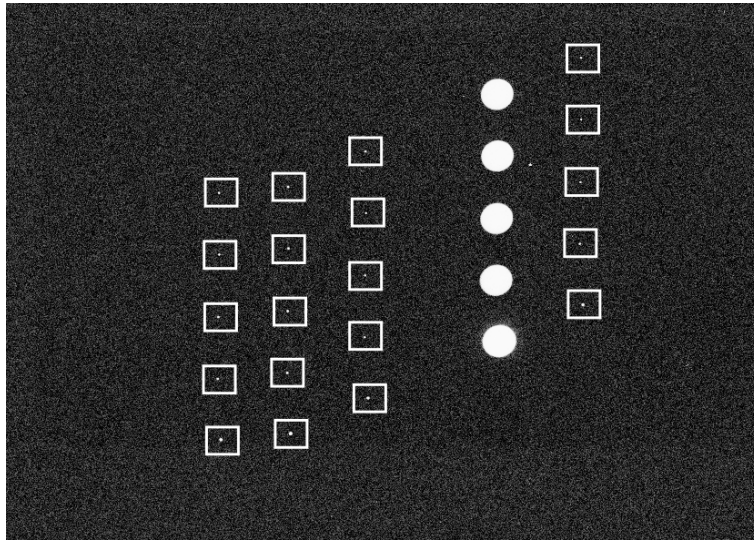


Figure 4.10 – Méthode d'identification par superposition d'un champ virtuel - Schéma 1.

La Figure 4.10 illustre les zones d'incertitudes (agrandies sur le schéma) dans lesquelles les résidus $|(x, y)_c - (x, y)_m|$ des satellites doivent être minimums. Chaque donnée $(x, y)_c$ est comparée aux données $(x, y)_m$ du catalogue d'objets de Source Extractor ; le corps retenu sera tel que :

$$\begin{aligned} |x_c - x_m| &< 0.14 \text{ mm} \\ |y_c - y_m| &< 0.14 \text{ mm} \end{aligned} \quad (4.8)$$

Les zones d'incertitudes sont ainsi définies comme des espaces carrés de 0.14 x 0.14 mm, soit 20 x 20 pixels, centrés autour d'un objet SExtractor testé. Le principe est ensuite étendu à l'ensemble de la numérisation pour identifier les étoiles.

Il est toutefois à noter l'ajout d'une opération intermédiaire pour cette identification : l'orientation du champ est un facteur essentiel à prendre en compte, car elle peut introduire une déviation angulaire conséquente de l'image. Cette déviation peut être due à plusieurs facteurs, notamment à l'orientation de la plaque photographique dans le porte-plaque durant l'acquisition de l'instrument, ou encore à son orientation sur la table (X, Y) pendant la numérisation. La conséquence est un décalage de l'ensemble des zones d'incertitudes définies.

Lors de notre analyse, nous utilisons le repère $(O; x, y)$ défini précédemment et nous effectuons une translation dudit repère pour le centrer sur la planète Jupiter. Les axes du repère intermédiaire $(J; x, y)$ permettant le repérage des objets sur l'image, par rapport au centre arbitraire choisi, peuvent donc présenter une déviation angulaire β avec les axes du repère vrai de la date et noté (J, x_0, y_0) , comme illustré sur la Figure 4.11. Ceci peut avoir des conséquences problématiques dans le processus d'identification : les zones d'incertitudes sont décalées, elles peuvent donc ne pas contenir la source mesurée correspondant au corps théorique qui doit lui être associé. Bien évidemment, l'effet est d'autant plus fort que l'objet est éloigné du centre du champ.

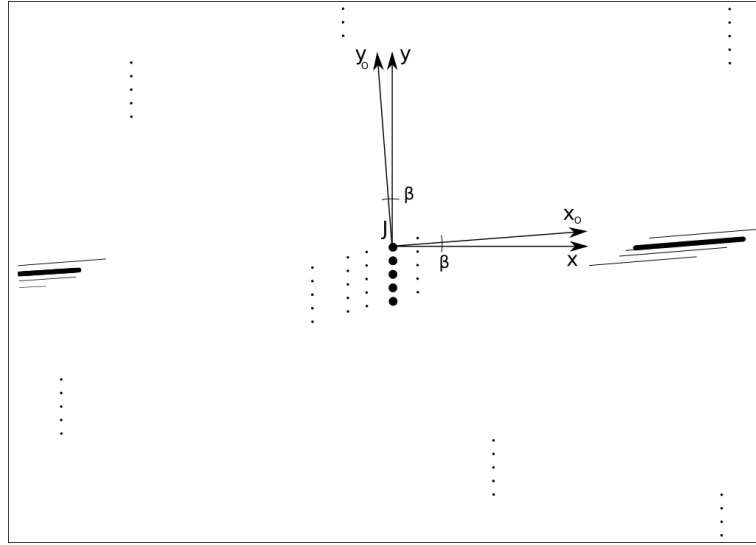


Figure 4.11 – Méthode d'identification par superposition d'un champ virtuel - Schéma 2.

Par exemple, supposons qu'une image est affectée par une déviation angulaire β dont la valeur est de seulement $+2^\circ$; supposons aussi que nous devons rechercher un objet théorique (étoile) positionné à 5 cm en x et 3 cm en y du centre du champ considéré, soit de coordonnées $(x_c, y_c)_r = (5; 3)_r$. Sans cette déviation, le centre de la zone d'incertitudes sera positionné presque exactement sur le corps recherché, abstraction faite des marges d'erreurs dues à nos hypothèses simplificatrices; elle contiendra aussi le corps mesuré. Avec cette déviation, le centre de la zone d'incertitudes sera toujours "bien" positionné, cependant le corps mesuré se trouvera en réalité aux coordonnées $(x_c \cdot \cos \beta + y_c \cdot \sin \beta, -x_c \cdot \sin \beta + y_c \cdot \cos \beta)_r \simeq (5.10; 2, 84)_r$ dans le repère $(J; x, y)$. Dans ce cas et si nous reprenons le critère d'identification vu en équation 4.8 :

$$\begin{aligned} |x_c - x_m| &\simeq |5.00 - 5.10| = 0.10 \text{ mm} < 0.14 \text{ mm} \\ |y_c - y_m| &\simeq |3.00 - 2.84| = 0.16 \text{ mm} > 0.14 \text{ mm} \end{aligned} \quad (4.9)$$

Il apparaît alors évident que la zone d'incertitudes ne contient pas le corps mesuré; aucune identification n'est possible. Deux cas s'offrent donc à l'analyse : soit l'objet théorique n'est effectivement pas identifié sur la plaque, soit un tiers corps extrait et présent dans la zone est substitué à la source mesurée qui devrait logiquement lui être associée.

Pour prendre en compte cet effet, nous avons choisi de corriger l'ensemble des positions $(x_c, y_c)_r$ théoriques rapportées au centre du champ, d'une orientation moyenne β déterminée pour chaque observation. Nous nous référons aux satellites galiléens eux-mêmes car ces corps sont relativement proches de la planète et donc du centre arbitraire choisi : pour chaque observation, nous déterminons quel est le satellite galiléen le plus éloigné du centre du champ. Depuis ses coordonnées théoriques $(x_c, y_c)_r$ et mesurées $(x, y)_r$, nous calculons l'orientation moyenne β qui sera utilisée pour corriger les positions de l'ensemble des objets. Nous utilisons le principe suivant : soit $\vec{u} = (x_c, y_c, 0)_r$ le vecteur position théorique du satellite considéré dans $(J; x, y)$, soit $\vec{v} = (x, y, 0)_r$ son vecteur position mesuré dans $(J; x, y)$ et $\vec{w} = \vec{u} \wedge \vec{v}$; alors $\beta = \sin^{-1}[\|\vec{w}\| / (\|\vec{u}\| \times \|\vec{v}\|)]$. La Figure 4.12 présente la variation de l'orientation moyenne β déterminée pour chaque observation USNO des galiléens, lors du processus d'identification.

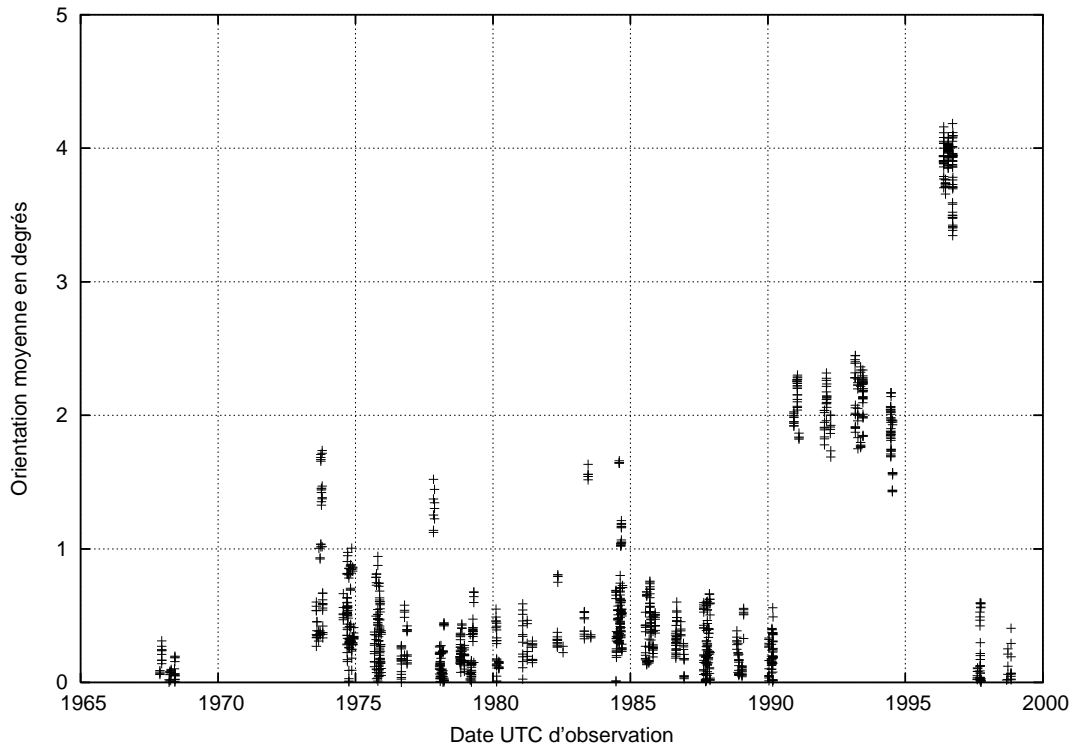


Figure 4.12 – Orientations moyennes déterminées lors du processus d’identification.

La variation de l’orientation moyenne β est évidemment aléatoire. La disposition des plaques lors de l’acquisition des observations, ou de leur numérisation ne peut être identique à chaque manipulation, ce qui implique que l’évolution de la déviation angulaire reste imprévisible. Cela étant, nous pouvons préciser que les orientations moyennes sont regroupées sur la Figure 4.12 par “paquets” de 3 à 7 observations, ce qui traduit le fait que les expositions d’une même plaque photographique (ou numérisation) ont quasiment la même déviation angulaire.

Dès lors que nous avons corrigé l’ensemble des positions $(x_c, y_c)_r$ théoriques rapportées au centre du champ, d’une orientation moyenne β , nous pouvons procéder à l’identification des objets selon le principe des résidus vu en équation 4.8. La Figure 4.13 illustre les zones d’incertitudes (agrandies sur le schéma) dans lesquelles les résidus $|(x, y)_c - (x, y)_m|$ des étoiles doivent être minimums. Précisons enfin que nous avons choisi de travailler avec les quatre catalogues d’étoiles que sont : Hipparcos, Tycho-2, UCAC2 et UCAC3. Ces catalogues seront utilisés tour à tour pour une identification du champ propre à chacun ; comme ils ne contiennent pas les mêmes références, les résultats d’identification seront différents.

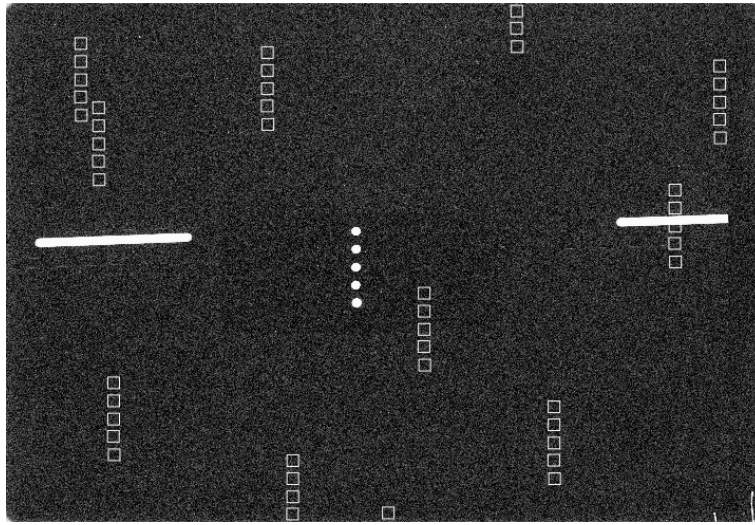


Figure 4.13 – Méthode d'identification par superposition d'un champ virtuel - Schéma 3.

Catalogues de sortie

L'édition de deux catalogues de sortie permettant l'exploitation des résultats met un terme au processus d'identification par superposition d'un champ virtuel. Cette étape est automatiquement répétée quatre fois pour permettre une identification avec chacun des catalogues d'étoiles choisis.

1. Un fichier "control.cat" regroupant les données de position mesurées des étoiles et satellites ; formaté pour être utilisé en tant que fichier de contrôle manuel des identifications réalisées. La Table 4.3 présente en partie le catalogue de sortie "control.cat" de la numérisation USNO n°2114. Nous pouvons retrouver tout d'abord un court en-tête précisant le nombre d'observations analysées. Ensuite, chaque exposition comprend : un numéro d'identification unique, un bref en-tête, les données mesurées des étoiles, les données mesurées des satellites.

L'en-tête propre à chaque observation précise : le nombre d'étoiles, le nombre de satellites et l'orientation moyenne en degrés. Les données de chaque étoile répertorient : un identifiant issu du catalogue considéré et un couple de coordonnées (x, y) mesurées en pixels par rapport au bord inférieur gauche de l'image. Les données de chaque satellite répertorient : un identifiant UAI et un couple de coordonnées (x, y) mesurées en pixels par rapport au bord inférieur gauche de l'image, là aussi.

2. Un fichier "local.cat" regroupant l'ensemble des données mesurées et théoriques des objets identifiés ; formaté pour devenir fichier d'entrée du processus de réduction astrométrique. La Table 4.4 présente en partie le catalogue de sortie "local.cat" de la numérisation USNO n°2114. Nous pouvons retrouver tout d'abord un court en-tête précisant le nombre d'observations analysées. Ensuite, chaque exposition comprend : un numéro d'identification unique, un en-tête détaillé, les données mesurées et théoriques des étoiles selon le catalogue choisi, les données mesurées des satellites.

L'en-tête propre à chaque observation précise : le nombre d'étoiles, le nombre de satellites, le numéro de l'astre attracteur du système ("5" pour Jupiter), la date et l'heure moyenne UTC de l'exposition, le facteur d'échelle théorique du champ en arcsecondes/mm, l'orientation moyenne en degrés, le code UAI de l'observatoire, la température au sol en Kelvins et le taux d'humidité relative.

Les données de chaque étoile répertorient : un identifiant issu du catalogue considéré, un couple de coordonnées $(x, y)_r$ mesurées en mm par rapport au centre arbitraire du champ choisi, les erreurs sur ces positions en mm, un couple de coordonnées équatoriales (α, δ) théoriques en degrés dans l'ICRS, les mouvements propres (μ_α, μ_δ) associés en mas/an, les époques de référence en (α, δ) , les erreurs sur les positions en mas, les erreurs sur les mouvements propres en mas/an, une parallaxe en mas, l'erreur sur la parallaxe en mas/an, une vitesse radiale en km/s et une magnitude V . Ces données théoriques sont toutes proposées aux époques de références, respectivement en ascension droite et déclinaison. Précisons aussi que lorsque les données de parallaxe, d'erreur associée et de vitesse radiale sont inconnues, la valeur 0 est attribuée par défaut. Les données de chaque satellite répertorient : un identifiant UAI, un couple de coordonnées $(x, y)_r$ mesurées en mm par rapport au centre arbitraire du champ choisi et les erreurs sur ces positions en mm.

5 observations analysées

2114.1

7 étoiles détectées

4 satellites extraits

orientation calculée : 2.03965 degrés

27490138	1560.299	15520.963
27490189	5389.402	9156.793
27490197	2999.616	8484.883
27673551	12280.751	19562.928
27673610	10376.338	13699.716
27673680	14328.244	3962.154
50047604	13157.139	6702.802
501	8324.175	11342.833
502	7503.368	9450.613
503	7191.233	8769.791
504	7138.042	8160.032

[...]

2114.5

6 étoiles détectées

4 satellites extraits

orientation calculée : 2.04197 degrés

27490138	2649.669	15524.060
27490197	4088.675	8488.557
27673551	13370.953	19565.514
27673610	11467.226	13702.663
27673680	15382.615	3998.194
50047604	14247.063	6706.080
501	9415.091	11347.807
502	8593.396	9453.868
503	8281.307	8773.339
504	8228.964	8165.799

Table 4.3 – Extraits du catalogue de sortie “control.cat” de la numérisation USNO n°2114.

5 observations analysées

2114.1

7	4	5	18/06/1994	01/50/40	20.85100	2.03965	786	302.04	0.80							
27490138	-34.398782	-45.113088	0.0000472	0.0000512	213.08083035	-12.32088016	5.02	-15.00	1993.64	1994.23	10.24	...				
27490189	10.150411	-18.309371	0.0000558	0.0000528	213.33906501	-12.15664851	-97.49	-28.70	1991.30	1991.27	2.05	...				
27490197	14.853781	-35.037869	0.0000668	0.0000700	213.37030369	-12.25251343	-42.26	-19.20	1994.98	1996.31	12.28	...				
27673551	-62.692533	29.930078	0.0000496	0.0000503	212.89814484	-11.89212651	-3.78	-0.20	1991.20	1991.27	2.04	...				
27673610	-21.650048	16.599185	0.0000513	0.0000595	213.14357784	-11.96104763	-24.02	-11.90	1994.73	1989.51	12.27	...				
27673680	46.512882	44.262527	0.0000597	0.0000587	213.53943773	-11.78842767	-51.28	16.00	1990.54	1991.03	13.28	...				
50047604	27.328346	36.064794	0.0000379	0.0000390	213.42907930	-11.83834252	12.92	-18.04	1991.25	1991.25	0.90	...				
501	-5.151873	2.234046	0.0000359	0.0000394												
502	8.093668	-3.511608	0.0000369	0.0000375												
503	12.859425	-5.696552	0.0000357	0.0000358												
504	17.127734	-6.068890	0.0000378	0.0000370												

[...]

2114.5

6	4	5	18/06/1994	01/54/25	20.84300	2.04197	786	302.04	0.80							
27490138	-34.391377	-45.119874	0.0000544	0.0000524	213.08083035	-12.32088016	5.02	-15.00	1993.64	1994.23	10.24	...				
27490197	14.857142	-35.046829	0.0000779	0.0000844	213.37030369	-12.25251343	-42.26	-19.20	1994.98	1996.31	12.28	...				
27673551	-62.681557	29.929112	0.0000499	0.0000506	212.89814484	-11.89212651	-3.78	-0.20	1991.20	1991.27	2.04	...				
27673610	-21.641595	16.603026	0.0000539	0.0000643	213.14357784	-11.96104763	-24.02	-11.90	1994.73	1989.51	12.27	...				
27673680	46.289687	44.010749	0.0000735	0.0000780	213.53943773	-11.78842767	-51.28	16.00	1990.54	1991.03	13.28	...				
50047604	27.334485	36.061881	0.0000367	0.0000395	213.42907930	-11.83834252	12.92	-18.04	1991.25	1991.25	0.90	...				
501	-5.157603	2.238080	0.0000364	0.0000369												
502	8.099968	-3.513786	0.0000373	0.0000371												
503	12.863673	-5.698407	0.0000346	0.0000362												
504	17.116448	-6.064808	0.0000366	0.0000375												

Table 4.4 – Extraits du catalogue de sortie “local.cat” de la numérisation USNO n°2114.

Limites de la méthode

L'ensemble des numérisations USNO a été analysé via la méthode d'identification par superposition d'un champ virtuel que nous avons développée. Cette méthode nous a donné les meilleurs résultats. Nous avons utilisé tour à tour chacun des quatre catalogues d'étoiles proposés qui, par ordre décroissant et sur l'ensemble des digitalisations USNO, nous ont permis d'identifier : 18235 étoiles UCAC2, 17191 étoiles Tycho-2, 15101 étoiles UCAC3 et moins de 2500 étoiles Hipparcos. Nous verrons dans un prochain chapitre pourquoi le nombre d'étoiles UCAC3 identifiées est inférieur aux nombres correspondants Tycho-2 et UCAC2.

Le principe s'est montré d'une grande efficacité, plus particulièrement parce qu'il a permis l'identification automatique d'étoiles non détectables à l'œil nu sur plaque : nous pouvons identifier toutes les étoiles de références disponibles (selon le catalogue choisi) et donc utiliser toute l'information pour une réduction astrométrique précise. Il est alors envisageable d'analyser par cette méthode d'anciennes observations et ce, afin de tenter d'y déceler de nouvelles références stellaires qui n'auraient pas été prises en compte lors de mesures antérieures.

De plus, le principe s'est montré adaptable : il est possible de réaliser une identification selon quatre catalogues d'étoiles, en vue de leur comparaison ; il est aussi possible d'appliquer la méthode à tous les systèmes planétaires (Annexes B et C). Nous avons ainsi été en mesure de réaliser une identification des satellites galiléens pour un minimum de trois étoiles sur près de 1500 observations USNO ; nous avons utilisé à cet effet les catalogues Tycho-2, UCAC2 et UCAC3. L'écart entre ce nombre et la dernière approximation du chiffre des expositions exploitables étant principalement dû à une importante proportion d'observations réalisées sur des champs du ciel dépourvus d'étoiles. Notre objectif étant la production et l'utilisation de positions équatoriales (RA, Dec), nous utiliserons les 1500 observations disponibles pour une réduction astrométrique par rattachement aux étoiles. Les chapitres suivants présentent la méthode développée pour réduire ces données, ainsi qu'une exploitation directe des résultats. Les 300 autres observations feront l'objet d'une étude destinée à la production de positions intersatellites, qui ne sera pas ici présentée. Le choix sera laissé d'utiliser ou non ces données de positionnement supplémentaires à l'ajustement d'une éphéméride des satellites galiléens par exemple.

Réduction astrométrique des observations USNO et résultats

Chapitre 5

Réduction astrométrique par rattachement aux étoiles du champ

Sommaire

5.1	Positions apparentes ICRF des étoiles de référence	106
5.1.1	Calculs préliminaires	107
5.1.2	Mouvements propres	108
5.1.3	Parallaxes annuelle et diurne	109
5.1.4	Déflexion relativiste de la lumière	111
5.1.5	Aberration de la lumière	112
5.1.6	Réfraction atmosphérique totale	113
5.2	Étalonnage du champ	121
5.2.1	Modèle $(x, y)_m \mapsto (X, Y)_{m,a}$	121
5.2.2	Application de la méthode des moindres carrés à notre système .	122
5.2.3	Calibration instrumentale - Le problème de l'échelle des clichés .	124
5.2.4	Modèle $(x, y)_m \mapsto (X, Y)_{m,a}$ appliqué aux observations USNO .	129
5.2.5	Détermination des solutions astrométriques des satellites galiléens	134

Dès lors que nous avons recensé, numérisé et extrait l'information de l'ensemble des plaques photographiques USNO des satellites galiléens, il convient de détailler la méthode utilisée permettant d'étalonner chacune des observations pour transformer les positions mesurées des objets identifiés sur les images, en angles sur la sphère céleste. Il s'agit ainsi de présenter les diverses étapes développées et nécessaires à la réduction astrométrique par rattachement aux étoiles du champ de ces plaques, dans le but de produire les positions astrométriques des satellites galiléens recherchés.

Depuis les débuts de l'observation moderne, différentes méthodes de réduction astrométrique ont été utilisées, principalement selon le type de champ à analyser ou encore selon le type de corps observés et ce, afin de déterminer des données de positionnement. Dans ce sens et au cours de notre démarche, nous avons été amenés à étudier plus particulièrement la méthode de réduction dite du trail-scale, la méthode de réduction par rattachement à un catalogue secondaire et la méthode de réduction par rattachement aux étoiles. Il est d'ailleurs à noter que ces deux premiers procédés furent utilisés pour réduire certaines des plaques photographiques USNO des satellites galiléens ; d'où l'intérêt suscité par une réduction par rattachement aux étoiles qui permettrait alors d'analyser une

nouvelle fois ces observations et produire enfin des solutions astrométriques équatoriales (RA, Dec) dans l'ICRS. Cela étant et dans notre cas, la difficulté principale réside dans le faible nombre d'étoiles disponibles. En effet, nous devons nous attendre au fait que les constantes de plaque déterminées depuis un nombre restreint de références ne puissent absorber l'ensemble des phénomènes physiques et instrumentaux inhérents à l'observation, soit principalement les erreurs de mesure, de l'instrument et du catalogue d'étoiles utilisé. Ainsi, l'étalonnage du champ ne serait pas optimal et les solutions astrométriques produites en seraient d'autant plus erronées. Il nous est donc primordial de disposer des positions de référence les plus justes à la date d'observation et pour ce faire, prendre en compte différents phénomènes avant tout étalonnage, tels la réfraction atmosphérique totale ou les effets d'aberrations par exemple. Notre objectif étant de proposer la meilleure réduction possible, de sorte que nous puissions ajuster moins de paramètres et donc atténuer les principales sources d'erreurs.

Nous présenterons ainsi notre méthode permettant la production des solutions astrométriques recherchées des satellites galiléens, en deux temps : une première section détaillant l'ensemble des corrections apportées aux données des étoiles afin de diminuer les sources de distorsion du champ et donc en déterminer les positions apparentes précises, et une seconde section détaillant l'ensemble des procédés et tests permettant l'étalonnage du champ.

5.1 Positions apparentes ICRF des étoiles de référence

En vue de la réduction astrométrique d'une observation par rattachement aux étoiles du champ, nous devons disposer des positions équatoriales (α, δ) sur le ciel de ces références, mais aussi de leurs positions mesurées (x, y) sur l'image. Comme nous l'avons évoqué au cours du chapitre 2, la connaissance de ces données nous permettra de déterminer les constantes de plaques traduisant la transformation $(x, y) \mapsto (X, Y)$ pour chaque corps observé ; nous utiliserons ensuite ces constantes pour produire les positions principalement équatoriales mais aussi intersatellites des satellites galiléens, à partir de leurs coordonnées (x, y) mesurées. Nous suivrons le principe $(x, y) \mapsto (X, Y) \mapsto (\alpha, \delta)$ via l'équation 2.9 (chapitre 2.4.2 p.47), associée à une projection gnomonique inverse. Cependant, les données théoriques des étoiles sont issues d'un catalogue choisi et ne sont donc pas directement compatibles avec le repère de référence dans lequel est réalisée l'observation, à savoir le repère topocentrique vrai de la date. De plus et dans le cas des observations USNO, le faible nombre d'étoiles disponibles ne permet pas d'étalonner le champ de manière précise car les constantes de plaque qui seront déterminées ne peuvent absorber l'ensemble des effets physiques et instrumentaux comme cela aurait été le cas avec un amas d'étoiles par exemple. La solution que nous avons trouvée pour résoudre ces deux problèmes représente l'une des originalités de notre travail. Aussi, selon notre objectif de produire les positions précises des satellites galiléens, nous appliquerons différentes corrections sur les données théoriques et mesurées du peu de références disponibles, de sorte que lesdites constantes soient parfaitement déterminées et traduisent donc la physique la plus simple possible.

Dans le cas d'une réduction astrométrique classique et dès lors que l'utilisateur dispose d'un grand nombre d'étoiles de référence, peu de corrections physiques ni même instrumentales sont apportées car les constantes de plaques absorbent l'ensemble des effets et plus particulièrement la réfraction atmosphérique totale. La réduction astrométrique est ainsi réalisée hors atmosphère. Dans le cadre de notre étude des plaques photographiques USNO des satellites galiléens, ceci n'est pas envisageable. Une autre originalité de notre méthode consistera donc, après des corrections adaptées, à ajouter une étape intermédiaire

dans le processus, de telle sorte que la réduction astrométrique soit désormais réalisée en atmosphère et donc que les positions équatoriales (α, δ) recherchées soient déduites de positions tangentielles (X, Y) apparentes.

Nous devons donc, dans un premier temps, réaliser l'ensemble des opérations qui permettront de définir au mieux les coordonnées des références dans le système topocentrique ICRS choisi. Ainsi et dès lors que nous corrigeons des principaux effets physiques inhérents à l'observation, nous devons pouvoir déterminer des constantes de plaque précises car non corrélées à ces effets justement. Nous avons utilisé la méthode de calcul de Kaplan et al. (1989), méthode que nous avons améliorée en incluant notamment une correction originale de réfraction atmosphérique totale. La Figure 5.1 en présente le principe général.

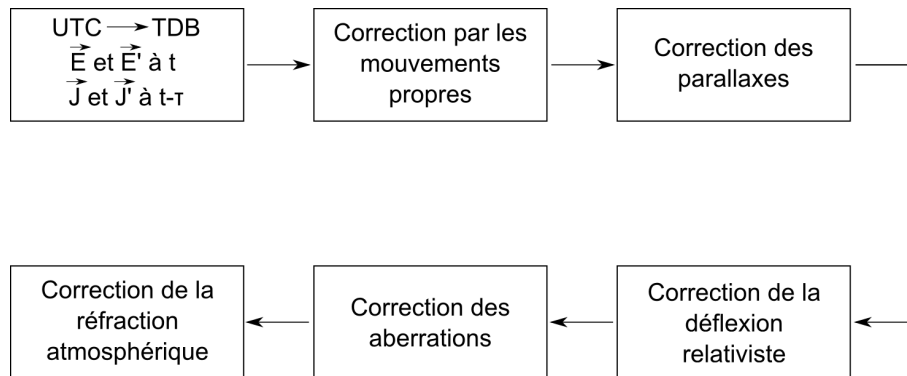


Figure 5.1 – Principe de la méthode de Kaplan et al. (1989) pour la détermination des positions apparentes des corps célestes.

5.1.1 Calculs préliminaires

Rappelons que nous avons choisi de travailler dans les repères barycentriques, géocentriques et topocentriques, dont les axes sont alignés sur ceux de l'ICRF. Rappelons aussi que l'échelle de temps principale utilisée est le TDB. De ce fait, la première étape consistera à transformer la date d'observation UTC renseignée en jours juliens TDB. Ensuite et par la consultation d'éphémérides planétaires, nous déterminons les quantités suivantes :

- les vecteurs position et vitesse \vec{E} et \vec{E}' du géocentre dans le repère barycentrique ICRF à la date d'observation t ;
- les vecteurs position et vitesse \vec{J}_0 et \vec{J}'_0 du centre de masse de Jupiter dans le repère barycentrique ICRF à la date $t - \tau$, soit corrigés du temps-lumière τ et de sa dérivée.

En parallèle, nous devons aussi déterminer les vecteurs position et vitesse \vec{O} et \vec{O}' de l'observateur dans le repère géocentrique vrai de la date.

Les plans de l'écliptique et de l'équateur ne sont évidemment pas fixes ; leur déplacement au cours du temps est dû au phénomène de précession-nutation. La précession est une variation de la direction de l'axe de rotation de la Terre dans l'espace, traduite sous la forme d'un cône de demi-ouverture $23^\circ 26'$ et induite par un ensemble de termes séculaires. La nutation est traduite par des oscillations de l'axe de rotation de la Terre autour du cône de précession ; elle est induite par un ensemble de termes périodiques. Dès lors et pour permettre le passage du repère de référence vrai de la date au repère de référence dont les axes sont alignés sur ceux de l'ICRF en vue d'exprimer \vec{O} et \vec{O}' dans ce dernier, nous utilisons les routines de calcul "Standards Of Fundamental Astronomy (SOFA/UAI)" pour définir les matrices de précession P et nutation N , telles que :

$$P = \begin{bmatrix} \cos \zeta \cos \theta \cos z & -\sin \zeta \cos \theta \cos z & -\sin \theta \cos z \\ -\sin \zeta \sin z & -\cos \zeta \sin z & \\ \cos \zeta \cos \theta \sin z & -\sin \zeta \cos \theta \sin z & -\sin \theta \sin z \\ +\sin \zeta \cos z & +\cos \zeta \cos z & \\ \cos \zeta \sin \theta & \sin \zeta \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \quad (5.1)$$

et

$$N = \begin{bmatrix} \cos \Delta\psi & -\sin \Delta\psi \cos \epsilon & -\sin \Delta\psi \sin \epsilon \\ \sin \Delta\psi \cos \epsilon' & \cos \Delta\psi \cos \epsilon \cos \epsilon' & \cos \Delta\psi \sin \epsilon \cos \epsilon' \\ & +\sin \epsilon \sin \epsilon' & -\cos \epsilon \sin \epsilon' \\ \sin \Delta\psi \sin \epsilon' & \cos \Delta\psi \cos \epsilon \sin \epsilon' & \cos \Delta\psi \sin \epsilon \sin \epsilon' \\ & -\sin \epsilon \cos \epsilon' & +\cos \epsilon \cos \epsilon' \end{bmatrix} \quad (5.2)$$

Avec ζ , θ et z les trois angles fondamentaux de précession ; ϵ et ϵ' sont respectivement l'obliquité moyenne de l'écliptique et l'obliquité vraie de l'écliptique à la date d'observation ; $\Delta\psi$ est l'un des deux angles fondamentaux de nutation, avec $\Delta\epsilon = \epsilon' - \epsilon$. Ces données, exprimées en secondes de degré, sont régulièrement réajustées et donc les routines SOFA/UAI régulièrement mises à jour.

Enfin, nous pouvons définir le passage entre repère vrai de la date et ICRF, soit plus particulièrement la position topocentrique de Jupiter \vec{J} corrigée du temps-lumière dans un repère d'axes alignés sur ceux de l'ICRF, telle que :

$$\vec{J} = \vec{J}_{ICRF} = \vec{J}_0 - \vec{E} - P^t N^t \vec{O} \quad (5.3)$$

Nous itérons trois fois le processus complet, depuis la détermination de \vec{E} et \vec{E}' à celle de \vec{J} , pour assurer la convergence de τ et de la dérivée du Temps Sidéral incluse dans la définition de \vec{O}' . À la suite de quoi, nous pouvons bien évidemment déduire de \vec{J} ses coordonnées équatoriales (α, δ) vues par l'observateur.

5.1.2 Mouvements propres

Le déplacement particulier de l'étoile dans la Galaxie compose son mouvement relatif par rapport au Soleil, appelé "mouvement propre" et qui se traduit par de petits mouvements sur la sphère céleste.

Pour chaque étoile de référence renseignée dans le fichier de sortie de notre procédure d'identification, nous définissons un vecteur position \vec{u}_0 barycentrique normalisé en unités astronomiques UA à l'époque de référence t_0 catalogue et un vecteur vitesse \vec{u}'_0 associé, en UA/jour, tels que :

$$\vec{u}_0 = \begin{pmatrix} r \cos \alpha \cos \delta \\ r \sin \alpha \cos \delta \\ r \sin \delta \end{pmatrix} \quad (5.4)$$

$$\vec{u}'_0 = \begin{pmatrix} -\sin \alpha & -\cos \alpha \sin \delta & \cos \alpha \cos \delta \\ \cos \alpha & -\sin \alpha \sin \delta & \sin \alpha \cos \delta \\ 0 & \cos \delta & \sin \delta \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \mu'_\alpha \\ \mu'_\delta \\ r' \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

Avec r la distance de l'étoile au barycentre du Système Solaire en UA telle que $r = 1/\sin p$ où p est la parallaxe en secondes de degré. Par hypothèse et si la parallaxe théorique est inconnue, nous utilisons la valeur $p = 1 \times 10^{-7}$ arcsecondes pour considérer que l'astre est situé à une distance de 10 Mpc. α et δ sont les coordonnées équatoriales de l'étoile dans le système barycentrique à t_0 ; μ'_α et μ'_δ sont respectivement les mouvements propres en α et δ , en UA/jour à t_0 , déduits des données μ_α et μ_δ théoriques en mas/an; r' est la vitesse radiale en UA/jour, déduite de la donnée v théorique en km/s.

Il s'agit désormais de ramener les coordonnées des astres exprimées à l'époque t_0 du catalogue, à la date d'observation t selon le principe :

$$\vec{u}_1 = \vec{u}_0(t_0) + \vec{u}'_0(t_0) \times (t - t_0) \quad (5.6)$$

soit

$$\vec{u}_1 = \begin{pmatrix} r \cos \alpha \cos \delta \\ r \sin \alpha \cos \delta \\ r \sin \delta \end{pmatrix} + (t - t_0) \times \begin{pmatrix} -\sin \alpha & -\cos \alpha \sin \delta & \cos \alpha \cos \delta \\ \cos \alpha & -\sin \alpha \sin \delta & \sin \alpha \cos \delta \\ 0 & \cos \delta & \sin \delta \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \mu_\alpha \\ \mu_\delta \\ r' \end{pmatrix} \quad (5.7)$$

\vec{u}_1 est donc le vecteur position de l'étoile à la date d'observation t , dans le repère barycentrique ICRF. Il est d'ailleurs à noter qu'il n'y a pas de correction détaillée du temps-lumière ici, car ce paramètre ainsi que sa dérivée sont inclus implicitement dans les définitions de \vec{u}_0 et \vec{u}'_0 .

5.1.3 Parallaxes annuelle et diurne

La parallaxe est un effet géométrique inhérent à la position de l'observateur. Elle se traduit par le changement de direction d'un astre lorsque l'observateur passe d'un point de l'espace à un autre. Par exemple et dans le cas de la parallaxe diurne, la direction apparente d'un corps observé depuis la surface de la Terre est différente de sa direction apparente géocentrique. En conséquence, l'observateur n'a pas les mêmes position et vitesse que le centre de masse de la Terre. C'est un effet géométrique du déplacement relatif.

Parallaxe annuelle

La parallaxe annuelle (ou barycentrique) est la parallaxe qui apparaît sur les étoiles du fait du mouvement de révolution de la Terre sur son orbite. La Figure 5.2 illustre l'effet.

Soit la Terre T décrivant son orbite annuelle autour du Soleil S . Soit une étoile A dans la direction héliocentrique SA . La direction apparente géocentrique TA' de l'étoile décrit autour de la direction réelle TA une courbe homothétique de l'orbite de la Terre autour du Soleil. Les angles en cause étant très faibles (inférieurs à 1 arcseconde), nous pouvons assimiler l'orbite terrestre à un cercle de rayon $[AA']$. La direction TA' décrit alors un cercle de même rayon tracé dans un plan parallèle à l'écliptique. L'effet de parallaxe annuelle éloigne ainsi la direction apparente de l'étoile sur la sphère céleste du rayon vecteur Terre-Soleil. Le simple fait de passer du repère barycentrique ICRF au repère géocentrique dont les axes sont alignés sur ceux de l'ICRF permettra de compenser cet effet. D'où la nouvelle expression \vec{u}_2 de \vec{u}_1 :

$$\vec{u}_2 = \vec{u}_1 - \vec{E} \quad (5.8)$$

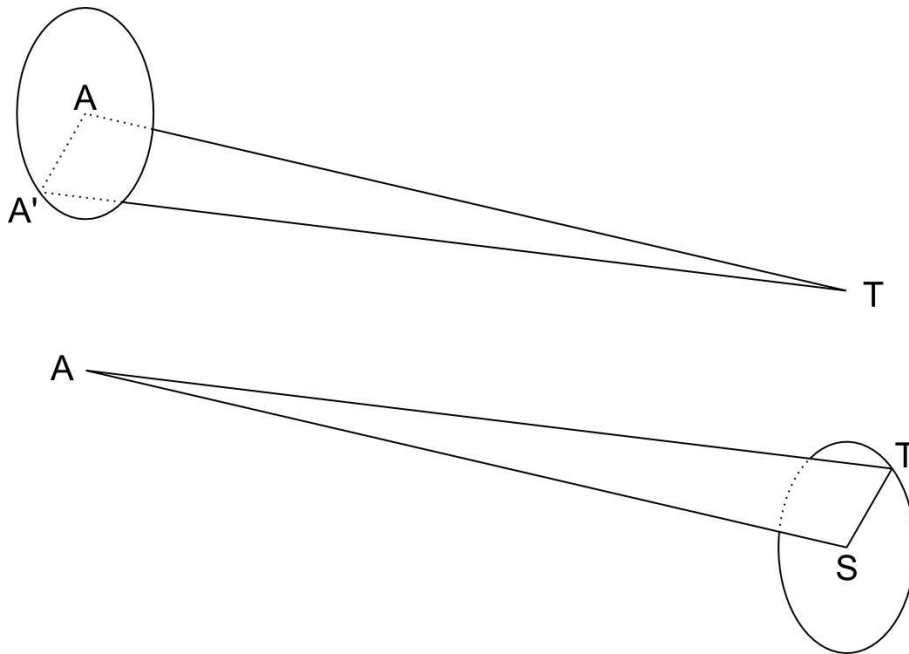


Figure 5.2 – Schéma illustrant l'effet de parallaxe annuelle.

Parallaxe diurne

La parallaxe diurne représente l'écart entre les directions topocentrique et géocentrique de l'astre observé. Son effet est évidemment d'autant plus grand que le corps est proche de la Terre.

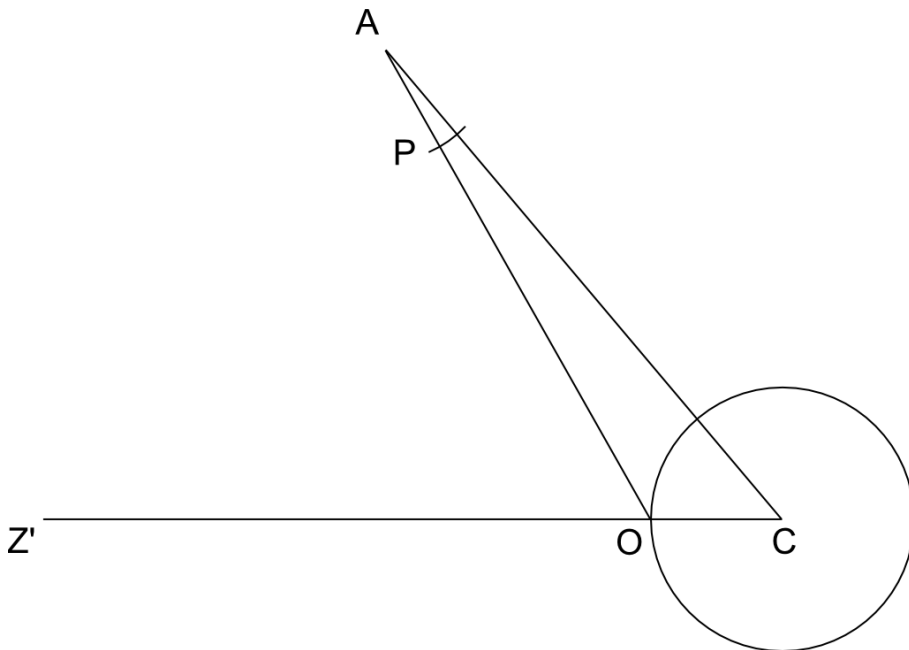


Figure 5.3 – Schéma illustrant l'effet de parallaxe diurne.

Soient les points C et O représentant respectivement les positions géocentrique et topocentrique de l'observateur. Soit le point A représentant l'astre observé. La direction géocentrique de l'observateur est donnée par la direction CZ' . Les directions géocentrique et

topocentrique de l'astre observé sont respectivement matérialisées par CA et OA . L'angle P est la parallaxe diurne totale. Aussi et de manière analogue à la correction de parallaxe annuelle, le simple fait de passer du repère géocentrique précédent à un repère topocentrique dont les axes sont alignés sur ceux de l'ICRF permettra de compenser cet effet. D'où la nouvelle expression \vec{u}_3 de \vec{u}_2 :

$$\vec{u}_3 = \vec{u}_2 - P^t N^t \vec{O} \quad (5.9)$$

5.1.4 Déflexion relativiste de la lumière

La déflexion relativiste de la lumière est un changement apparent de direction d'un astre lorsqu'une onde électromagnétique émise se propage à proximité d'une source gravitationnelle. C'est un effet purement relativiste tenant compte de la courbure de l'espace-temps : les photons provenant d'un astre observé traversent le Système Solaire avant d'être perçus sur Terre, ils subissent alors l'influence du champ gravitationnel du Soleil et dans une moindre mesure, l'influence des champs gravitationnels des autres planètes. L'exemple le plus couramment cité est le phénomène de "lentille gravitationnelle", à la base du succès de la théorie relativiste d'Einstein.

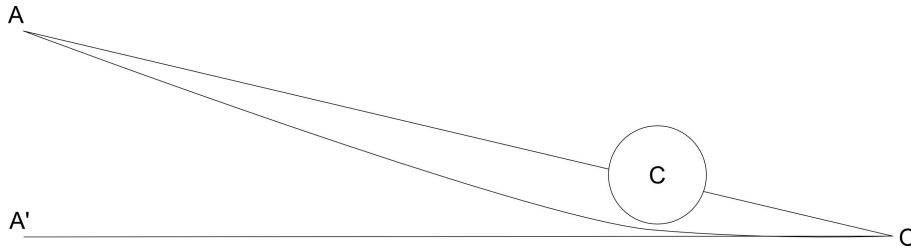


Figure 5.4 – Schéma illustrant l'effet de déflexion relativiste.

Soient les points O et A représentant respectivement les positions d'un observateur et d'une étoile. Soit C une source gravitationnelle. L'effet de déflexion relativiste déplace la direction vraie de l'étoile OA en une direction apparente OA' . En d'autres termes, la direction de l'objet observé est déviée, indépendamment de sa distance à la source gravitationnelle C , sur une ligne s'étendant radialement depuis C et proportionnelle à la séparation angulaire entre O et C . L'erreur de modélisation du problème est estimée inférieure à 0.1 mas sur la position des objets ; et la correction de déflexion induite par le champ gravitationnel de Jupiter est déterminée selon le principe :

$$\vec{q} = \vec{J} + \vec{u}_3 \quad \text{et} \quad \bar{q} = \frac{\vec{q}}{\|\vec{q}\|} \quad ; \quad \bar{u} = \frac{\vec{u}_3}{\|\vec{u}_3\|} \quad \text{et} \quad \bar{e} = \frac{\vec{J}}{\|\vec{J}\|}$$

$$g_1 = \frac{2k^2 M_J}{c^2 \|\vec{J}\| M_S} \quad \text{et} \quad g_2 = 1 + \bar{q} \cdot \bar{u} \quad (5.10)$$

$$\vec{u}_4 = \|\vec{u}_3\| \times \left\{ \bar{u} + \frac{g_1}{g_2} \times [(\bar{u} \cdot \bar{q}) \cdot \bar{e} - (\bar{e} \cdot \bar{u}) \cdot \bar{q}] \right\}$$

Avec k^2 le carré de la constante de gravitation gaussienne en $\text{UA}^3/\text{jour}^2$; c' la vitesse de la lumière dans le vide en UA/jour ; M_J et M_S les masses de Jupiter et du Soleil en kg. \vec{u}_4 est donc le vecteur position de l'étoile, corrigé de la déflexion induite par le champ gravitationnel de Jupiter, à la date d'observation t et dans le repère topocentrique choisi.

Ces équations permettant de corriger l'effet ont été établies par Yallop et al. (1989) et sont une adaptation des équations de Murray (1981). L'isotropie de la métrique a été incluse, de sorte que la formulation puisse être appliquée à chaque source gravitationnelle planétaire du Système Solaire. D'ailleurs, l'influence d'une planète sera estimée selon le rapport de sa masse à celle du Soleil; et donc le ratio de l'effet induit par le champ gravitationnel de Jupiter, comparé à celui induit par le Soleil, est d'environ 1/1047. La correction explicitée en équation 5.10 est nécessaire dans le cas des observations USNO, car elles ont été réalisées en plaçant approximativement le photocentre de Jupiter au centre du champ observé. L'influence du champ gravitationnel de la planète sur la position des étoiles du champ est donc évidente à prendre en compte. Cela étant et au vu du ratio établi, il apparaît essentiel de corriger aussi de la déflexion relativiste induite par le champ gravitationnel du Soleil. De manière analogue, nous corrigeons \vec{u}_4 de ce dernier effet, selon le principe $\vec{u}_5 = f(\vec{u}_4)$; f étant la fonction regroupant l'ensemble des opérations vues en équation 5.10 et adaptées aux données de la nouvelle source. \vec{u}_5 est donc le vecteur position de l'étoile, corrigé de la déflexion relativiste induite par le champ gravitationnel du Soleil, à la date d'observation t et dans le repère topocentrique dont les axes sont alignés sur ceux de l'ICRF.

5.1.5 Aberration de la lumière

L'effet d'aberration est un changement apparent de direction d'un astre dû à la vitesse relative de l'observateur par rapport au-dit corps et à la vitesse finie de propagation des ondes électromagnétiques. Pour être pris en considération, une étude en physique classique seule ne peut être suffisante; une étude relativiste est nécessaire. Par ailleurs, le phénomène se décompose en deux parties distinctes : la première est inhérente à la vitesse de l'astre par rapport au Soleil, c'est le temps d'aberration ou "temps lumière" que nous avons déjà inclus lors des précédentes corrections; la seconde tient compte de la vitesse relative en module et direction de l'observateur par rapport à l'astre, il s'agit des aberrations diurne et annuelle.

L'effet d'aberration n'est observable que si la direction de la vitesse relative varie au cours du temps. Il est évident que la direction dans l'espace de la vitesse de rotation de la Terre varie au cours de la journée (aberration diurne), alors que la direction de la vitesse de révolution de la Terre sur son orbite varie au cours de l'année (aberration annuelle). Ces deux effets seront corrigés simultanément. L'erreur de modélisation du problème est estimée inférieure à 1 mas sur la position des objets; et la correction des aberrations est déterminée selon le principe :

$$\begin{aligned} \tau &= \|\vec{u}_5\|/c' \quad \text{et} \quad \beta = \|\vec{V}\|/c' \quad \text{avec} \quad \vec{V} = \vec{E}' + P^t N^t \vec{O}' \\ \cos D &= \frac{\vec{u}_5 \cdot \vec{V}}{\|\vec{u}_5\| \times \|\vec{V}\|} \quad \text{et} \quad \gamma^{-1} = \sqrt{1 - \beta^2} \\ f_1 &= \beta \cos D \quad \text{et} \quad f_2 = [1 + f_1/(1 + \gamma^{-1})] \times \tau \\ \vec{u}_6 &= (\gamma^{-1} \vec{u}_5 + f_2 \vec{V}) / (1 + f_1) \end{aligned} \tag{5.11}$$

\vec{u}_6 est donc le vecteur position de l'étoile, corrigé des aberrations diurne et annuelle, à la date d'observation t et dans le repère topocentrique dont les axes sont alignés sur ceux de l'ICRF.

5.1.6 Réfraction atmosphérique totale

La réfraction est une déviation angulaire lorsque la vitesse d'une onde électromagnétique est modifiée entre deux milieux de propagation. Plus particulièrement, la réfraction atmosphérique se traduit par un changement apparent de direction d'un astre dû à la composition même de l'atmosphère et donc à la variation de densité de l'air avec l'altitude. Il est d'ailleurs communément dit que "la réfraction rapproche les astres du zénith", *i.e.* que la direction réfractée d'un astre est rapprochée du zénith par l'effet. Bien que le phénomène ne soit pas explicité dans la méthode de Kaplan et al. (1989), il est essentiel à prendre en compte ne serait-ce que du point de vue de la grandeur des corrections à apporter. En effet, la déviation angulaire de la direction d'un astre observé à l'horizon est estimée à 34 minutes d'angle.

Dans le cadre de sa résolution par la loi de Snell-Descartes, un dioptré (une droite pour une évaluation en deux dimensions ou une surface pour une évaluation en trois dimensions) sépare deux milieux de compositions différentes et d'indices de réfraction respectifs n_1 et n_2 . À longueur d'onde donnée, l'indice de réfraction mesure la réduction de la vitesse de phase v d'une radiation monochromatique dans le milieu considéré, soit en première approche $n = c/v$. Ainsi, l'effet de réfraction se traduit par la déviation angulaire de la direction réelle d'un astre, déviation telle que $n_1 \cdot \sin i = n_2 \cdot \sin r$. Avec i l'angle formé par le rayon incident et la normale au dioptré au point d'impact ; r l'angle formé par le rayon réfracté et la normale au dioptré au point d'impact. De manière pratique, l'angle réfracté r est directement proportionnel à l'angle d'incidence i ; dans le cas d'incidences rasantes soit pour des directions proches du dioptré et au-delà de l'angle critique de réfraction $\theta_c = \arcsin(n_2/n_1)$, le phénomène se traduira par une réflexion totale.

Il existe, encore aujourd'hui, de nombreuses références permettant de prendre en compte l'effet. La principale méthode utilisée étant de corriger le phénomène de réfraction atmosphérique de manière empirique, par interpolation des données de tables ; les plus répandues sont les tables de Pulkovo (Abalakin, 1985). Cependant et dans notre démarche visant à produire les solutions astrométriques USNO des satellites galiléens les plus précises, nous avons choisi de repenser entièrement le problème, de sorte que le phénomène soit corrigé non pas de manière empirique mais justifiée scientifiquement et adaptée à nos observations. Présentons maintenant la méthode originale développée.

Considérations atmosphériques

La première étape est bien simple : est-il possible de déterminer un indice de réfraction n pour chaque point de l'atmosphère terrestre ? La réponse à cette question est évidemment oui et nous permet d'introduire une formulation édictée par Owens (1967), telle que :

$$n(\lambda, h) = 1 + \frac{A_d(\lambda)P_d(h) + A_w(\lambda)P_w(h)}{T(h)} \quad (5.12)$$

Avec A_d et A_w respectivement les réfractivités réduites de l'air sec et de la vapeur d'eau, en hPa^{-1}K et dépendantes de la longueur d'onde λ de la radiation monochromatique considérée, en μm ; P_d et P_w respectivement les pressions de l'air sec et de la vapeur d'eau, en hPa et dépendantes de l'altitude h considérée, en m ; T la température en K à l'altitude h considérée. Ainsi, nous disposons d'une formulation de l'indice de réfraction n en tout point de l'atmosphère terrestre, en fonction d'une longueur d'onde et d'une altitude. Les développements de A_d et A_w sont donnés par Ciddor (1996) après ajustement de données mesurées récentes :

$$\begin{aligned}
A_d(\lambda) &= 10^{-8} \times \left[5795105 \times \left(238.015 - \frac{1}{\lambda^2} \right)^{-1} + 167917 \times \left(57.632 - \frac{1}{\lambda^2} \right)^{-1} \right] \times \frac{288.15}{1013.25} \\
A_w(\lambda) &= 1.022 \times 10^{-8} \times \left[295.235 + \frac{2.6422}{\lambda^2} - \frac{0.03238}{\lambda^4} + \frac{0.004028}{\lambda^6} \right] \times \frac{293.15}{13.33}
\end{aligned} \tag{5.13}$$

À ce stade, nous sommes en mesure de déterminer, à longueur d'onde donnée, les grandeurs que sont les réfractivités réduites A_d et A_w . La suite logique du développement consistera donc à pouvoir produire les données de pression P_d et P_w , et de température T en fonction de l'altitude. Or et à chaque date et lieu d'observation, l'unique moyen de connaître ces dernières grandeurs est d'avoir accès à l'information directement depuis des données météorologiques fiables, ou encore depuis des mesures réelles par ballon sonde. Malheureusement, nous ne disposons pas aujourd'hui de telles ressources.

Il existe cependant une alternative efficace qui consiste à utiliser un modèle d'atmosphère moyen et ajustable selon des conditions au sol renseignées. Nous avons ainsi décidé d'appliquer à notre cas le modèle d'atmosphère standard de l'Organisation de l'Aviation Civile Internationale (OACI) qui nous permet de déterminer en fonction de l'altitude, l'ensemble des caractéristiques de l'air sec. De manière pratique, nous disposons de formulations de $T(h)$ en K et de $P_d(T(h))$ soit $P_d(h)$ en Pa, variant de la troposphère à l'ionosphère et définies par :

$$T(h) = a(h - h_k) + T_k + \Delta T$$

$$P_d(h)|_{a=0} = P_k \times \exp\left(-\frac{g}{r(T_k + \Delta T)} \times (h - h_k)\right) \tag{5.14}$$

$$P_d(h)|_{a \neq 0} = P_k \times \left(\frac{T(h)}{T_k + \Delta T}\right)^{\left(-\frac{g}{ar}\right)}$$

Avec a le gradient thermique de la couche d'atmosphère considérée, en K/m ; h l'altitude en m ; T_k la température standard associée à l'altitude standard h_k , en K ; ΔT la différence entre température standard et température vraie au sol, au lieu d'observation, en K ; g l'accélération due à la gravitation terrestre au lieu d'observation, en m/s² ; r la constante des gaz, telle que $r = 287.053$ J/(kg.K). La Table 5.1 présente les paramètres standards $a(h)$, $T_k(h)$, et $P_k(h)$ du modèle d'atmosphère utilisé.

Couche atmosphérique	h_k en m	a en K/m	T_k en K	P_k en hPa
Troposphère	0	-6.5×10^{-3}	288.15	1013.25
Tropopause	11000	0	216.65	226.32
Stratosphère 1	20000	$+1 \times 10^{-3}$	216.65	54.75
Stratosphère 2	32000	$+2.8 \times 10^{-3}$	228.65	8.68
Stratopause	47000	0	270.65	1.11
Mésosphère	52000	-2.95455×10^{-3}	270.65	0.59
Mésopause	85000	$+3.133 \times 10^{-3}$	173.15	3.37×10^{-3}
à Ionosphère	500000			

Table 5.1 – Paramètres standards du modèle d'atmosphère OACI.

Le modèle OACI présente d'ailleurs deux avantages majeurs : il est parfaitement déterminé et utilisé par un grand nombre de professionnels de l'aéronautique, et il est adaptable *i.e.* évolutif, aux conditions sol qui sont à la base de sa définition. Dans le cas des observations USNO et comme nous connaissons la température moyenne au sol lors des expositions, ainsi que la situation géographique de l'observateur, nous pourrions modifier le modèle en conséquence. En d'autres termes : en fonction de l'altitude géographique de l'observateur à l'USNO et de la température renseignée sur les enveloppes des plaques, nous déterminerons le paramètre ΔT à introduire en équation 5.14, de sorte que le modèle "moyen" d'atmosphère soit apparenté à un modèle "vrai" réajusté. Les Figures 5.5 et 5.6 présentent l'évolution des paramètres standards $T(h)$ et $P_d(h)$, ainsi que leur ajustement pour une température au sol différente de la température moyenne $T_0 = 288.15$ K.

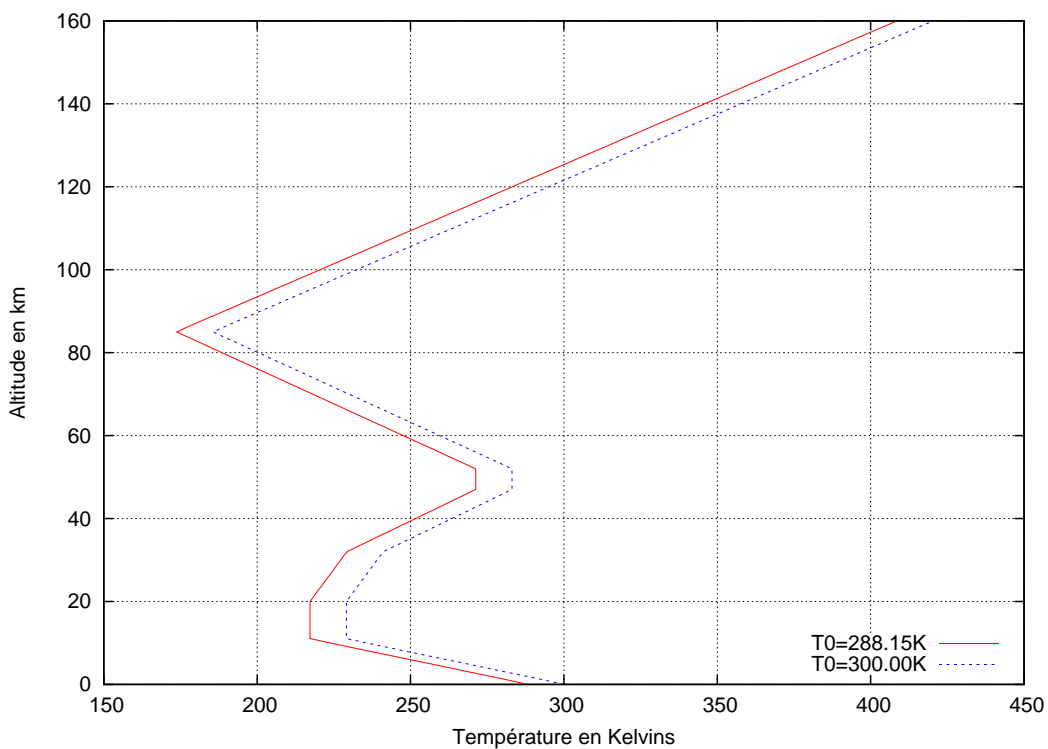


Figure 5.5 – Températures du modèle d'atmosphère standard OACI.

Nous pouvons ainsi remarquer que la variation de température se termine par une croissance linéaire à partir de 85 km d'altitude, soit à partir de la mésopause. Cette croissance est effective jusqu'aux 500 km d'altitude limite du modèle. De plus et comme la formulation de $T(h)$ est linéaire par paliers, la différence entre modèle standard et modèle ajusté se traduit par une translation de ΔT de la courbe théorique.

Nous pouvons aussi remarquer, sur la Figure 5.6, une décroissance de la pression d'air sec avec l'altitude, pression qui tend vers 0 à partir de la mésosphère. Cette tendance est là aussi effective jusqu'aux 500 km d'altitude limite du modèle. De plus et comme la formulation de $P_d(h)$ est exponentielle, la différence entre modèle standard et modèle ajusté se traduit par une augmentation ou une diminution de l'amplitude de la courbe théorique.

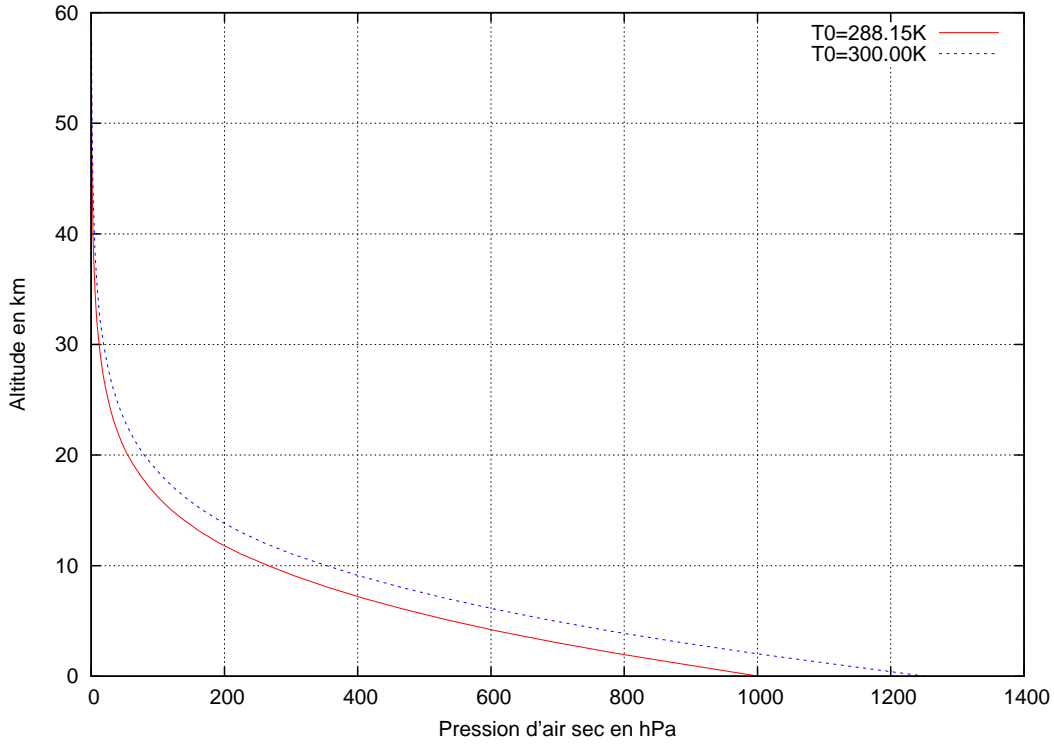


Figure 5.6 – Pressions d’air sec du modèle d’atmosphère standard OACI.

Depuis l’évolution standard des pressions d’air sec présentées, nous pouvons observer un écart entre les 1013.25 hPa théoriques à $h = 0$ m (Table 5.1) et les 1002.38 hPa affichés. Cet écart est dû au choix des deux hypothèses de résolution du problème suivantes : le modèle d’atmosphère standard est déterminé pour une Terre considérée sphérique et pour une accélération g moyenne fixée à 9.80665 m/s² au niveau du sol. Or dans notre étude, nous avons adapté les formulations de pression d’air sec en considérant la Terre comme un ellipsoïde de révolution, et en calculant une accélération g “vraie” dépendant de la position de l’observateur sur cet ellipsoïde. Dans ce cas, nous considérons que l’équation régissant la forme de la Terre est du type $(x^2 + y^2)/a^2 + z^2/c^2 - 1 = 0$ avec $a = R_T$ le rayon de la Terre, et $c = a(1 - 1/f)$, f étant le facteur d’aplatissement de la Terre aux pôles. x , y et z sont trois réels définissant la position d’un point sur l’ellipsoïde. Dès lors, l’accélération g due à la gravitation terrestre en tout point (l, h) est de la forme :

$$\begin{aligned}
 g_0 &= 9.780356 \times (1 + 0.0052885 \times \sin^2 l - 0.0000059 \times \sin^2 2l) \\
 g &= g_0 \times (1 - 2 \times (1 + 1/f + dm - 2 \times 1/f \sin^2 l) \times h/a + 3h^2/a^2) \\
 \text{avec } dm &= \frac{\left(\frac{2\pi}{24 \times 3600}\right)^2 a^2 c^2}{\mu_T}
 \end{aligned} \tag{5.15}$$

Avec l la latitude géographique, en radians, du lieu d’altitude h considéré ; et μ_T le paramètre gravitationnel standard de la Terre en m³/s². Aussi et si nous appliquons ces formulations à l’USNO, où les observations ont eu lieu, nous en déduisons $g = 9.800269$ m/s² pour une latitude de 38.73°N et une altitude de 90.86 m.

Enfin, le développement de la pression de vapeur d'eau $P_w(h)$ dans l'atmosphère terrestre est donné par Ciddor (1996), après ajustement de données mesurées récentes :

$$P_w(h) = RH \times P_w^{sat}(h)$$

soit

$$(5.16)$$

$$P_w(h) = RH \times \exp(AT^2(h) + BT(h) + C + D/T(h))$$

Avec RH le taux d'humidité relative de l'air ou hygrométrie ; et $P_w^{sat}(h)$ la pression de vapeur saturante telle que $P_w^{sat}(h) = \exp(AT^2(h) + BT(h) + C + D/T(h))$. A , B , C et D sont des constantes ajustées par Ciddor, telles que $A = 1.2378847 \times 10^{-05} \text{ K}^{-2}$, $B = -1.9121316 \times 10^{-02} \text{ K}^{-1}$, $C = 33.93711047$ et $D = -6.3431645 \times 10^3 \text{ K}$. Par hypothèse, la pression de vapeur n'est effective que pour les altitudes de la troposphère et RH est considéré constant. La Figure 5.7 présente l'évolution de $P_w(h)$ ainsi que son ajustement pour une température au sol différente de la température moyenne $T_0 = 288.15 \text{ K}$, à $RH = 80\%$.

À ce stade et depuis la connaissance des termes $A_d(\lambda)$, $P_d(h)$, $A_w(\lambda)$ et $P_w(h)$, nous sommes en mesure de déterminer, pour chaque altitude h et à longueur d'onde λ donnée, l'indice de réfraction $n(\lambda, h)$ considéré.

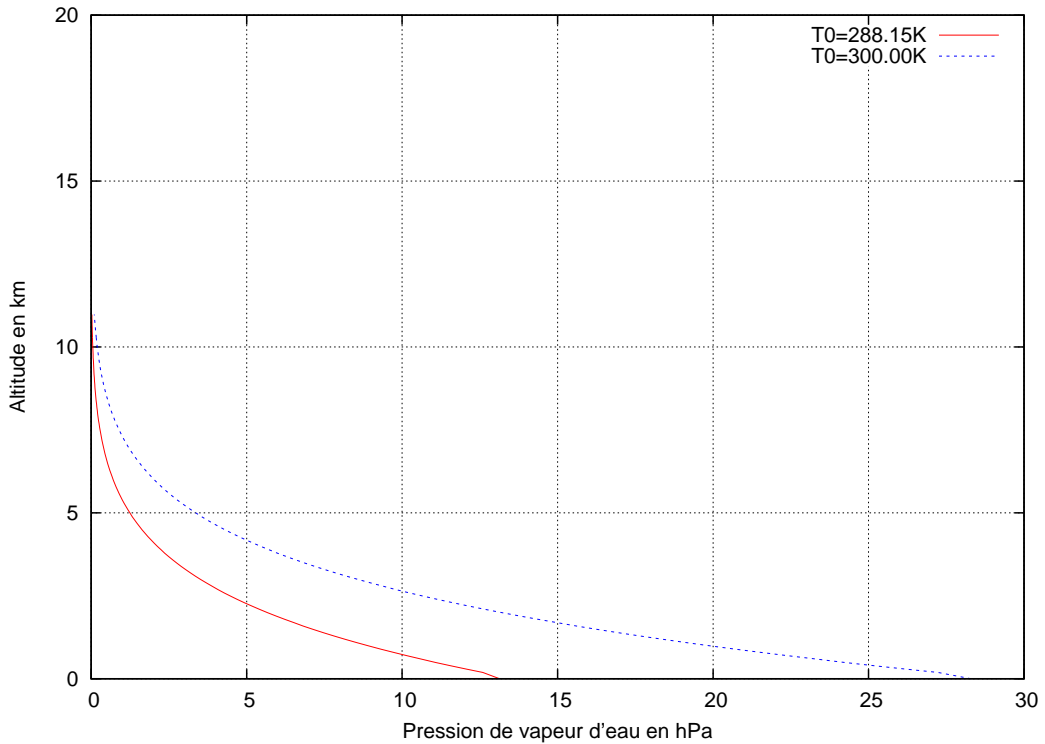


Figure 5.7 – Pressions de vapeur d'eau.

Considérations physiques

La seconde étape consiste à expliciter le principe utilisé pour déterminer les corrections de réfraction atmosphérique à appliquer sur la direction des corps de référence. Nous avons développé une méthode originale permettant de lier les informations OACI aux formulations théoriques de Owens, Ciddor et Snell-Descartes et donc de résoudre le problème de manière adaptée et optimale. La Figure 5.8 présente une simplification en deux dimensions du phénomène.

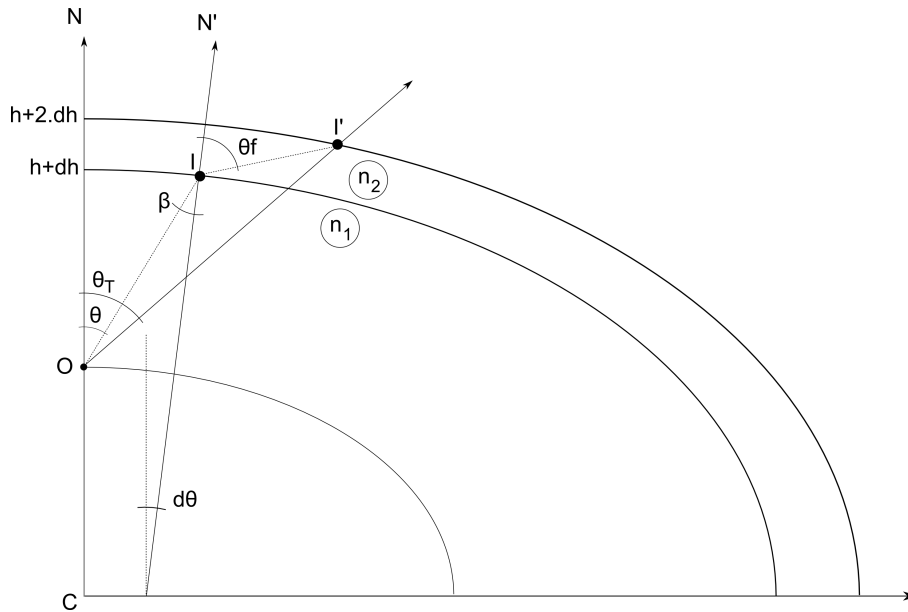


Figure 5.8 – Schéma illustrant l'effet de réfraction atmosphérique.

Soient les points C et O respectivement le centre de la Terre et la position de l'observateur à l'altitude h . Supposons que les coordonnées équatoriales (α, δ) d'un astre se traduisent par une direction théorique OI formant un angle θ par rapport à la normale \vec{N} au lieu d'observation. Lorsque le rayon lumineux impacte un dioptre à l'altitude $h + dh$ (échelle non respectée sur le schéma), il en résulte un changement de direction tel que $n_1 \sin \beta = n_2 \sin \theta_f$; les angles β et θ_f étant mesurés par rapport à la normale \vec{N}' à l'ellipsoïde, passant par le point d'impact I . Ainsi, la direction apparente de l'astre pourra être mesurée selon un angle θ_T par rapport à la normale \vec{N} au lieu d'observation, tel que $\theta_T = \theta_f + d\theta$, où $d\theta = (\vec{N}; \vec{N}')$.

Bien évidemment et pour assurer la convergence de θ_T , nous décomposons l'atmosphère terrestre en couches infinitésimales d'épaisseurs dh fixées à 1 m. Nous itérons donc le procédé illustré ci-dessus, sur l'ensemble des 500 km d'altitude limite qui définissent notre modèle d'atmosphère standard. Cependant et comme nous avons imposé que la Terre puisse être représentée par un ellipsoïde de révolution, les couches d'égal indice de réfraction ne sont pas horizontales, ce qui aurait été le cas en représentation sphérique. Il en résulte une composante additionnelle en azimuth, dite "latérale"; pour prendre en compte cet effet, nous avons choisi de réaliser notre correction de réfraction en trois dimensions.

$$n_1 = n(\lambda, h) \text{ et } n_2 = n(\lambda, h + 2.dh)$$

$$\beta = \arccos(\vec{N}' \cdot \vec{u}_a) \text{ et } \theta_f = \arcsin\left(\frac{n_1 \sin \beta}{n_2}\right) \text{ et } d\theta = \arccos(\vec{N} \cdot \vec{N}') \quad (5.17)$$

$$\vec{u}_a' = \cos \theta_f \times \vec{N}' + \sin \theta_f \times \vec{Z}' \text{ et } \theta_T = d\theta + \theta_f$$

Ainsi et à chaque pas d'intégration, nous déterminons les grandeurs suivantes pour retracer le chemin du rayon lumineux dont la direction apparente est donnée par \vec{u}_a' . Avec $h + dh$ l'altitude du dioptre considéré; N et N' respectivement les normales à la Terre au lieu d'observation et au point d'impact du dioptre considéré; \vec{u}_a' est le vecteur position réfracté de l'astre à chaque pas d'intégration tel que $\vec{u}_a'(h_0) = \vec{u}_a$ initialement. Nous supposons alors que, à l'altitude limite du modèle et donc lorsque la dernière itération est déterminée, $\vec{u}_7 = \vec{u}_a'$.

\vec{u}_7 est donc le vecteur position d'un astre, corrigé de la réfraction atmosphérique totale, à la date d'observation t et dans le repère topocentrique dont les axes sont alignés sur ceux de l'ICRF. Aussi et dans le cas où nous cherchons à déterminer la direction apparente d'un astre après correction de sa direction théorique, nous utilisons une inversion par dichotomie du procédé développé.

La Figure 5.9 présente, selon notre modèle, l'évolution de l'indice de réfraction $n(\lambda, h)$ en fonction de l'altitude, pour une longueur d'onde moyenne dans le domaine visible, une température $T_0 = 288.15$ K à $h = 0$ m et une humidité relative de 80%.

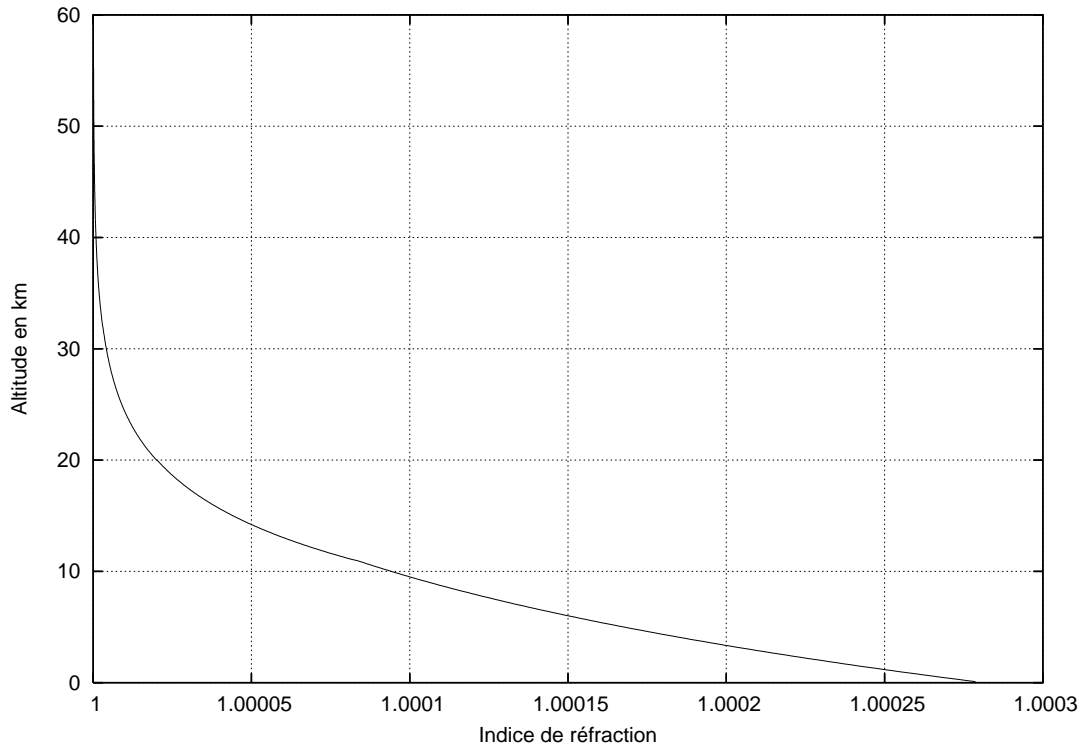


Figure 5.9 – Indice de réfraction atmosphérique en fonction de l'altitude.

Nous pouvons ainsi remarquer que la valeur de l'indice tend vers 1 à partir de la stratosphère, soit pour les altitudes supérieures à 47 km. Si nous rapprochons cette variation de celle de la pression d'air sec vue en Figure 5.6, nous pouvons estimer qu'une détermination complète de $n(\lambda, h)$ pourrait être envisagée à partir de la mésosphère, soit pour une altitude limite de 52 km. Nous pouvons aussi remarquer que la couche d'atmosphère engendrant la plus forte variation de l'indice est la troposphère, soit pour des altitudes inférieures à 11 km. Ce résultat est d'ailleurs cohérent avec les conclusions de Ciddor (1996, 2002) et Ciddor et al. (1999).

La Figure 5.10 présente l'évolution de l'angle de réfraction total θ_T , soit la déviation angulaire de la direction d'un astre en fonction de sa distance zénithale initiale (théorique ou apparente), pour une longueur d'onde moyenne dans le domaine visible, une température $T_0 = 288.15$ K à $h = 0$ m et une humidité relative de 80%.

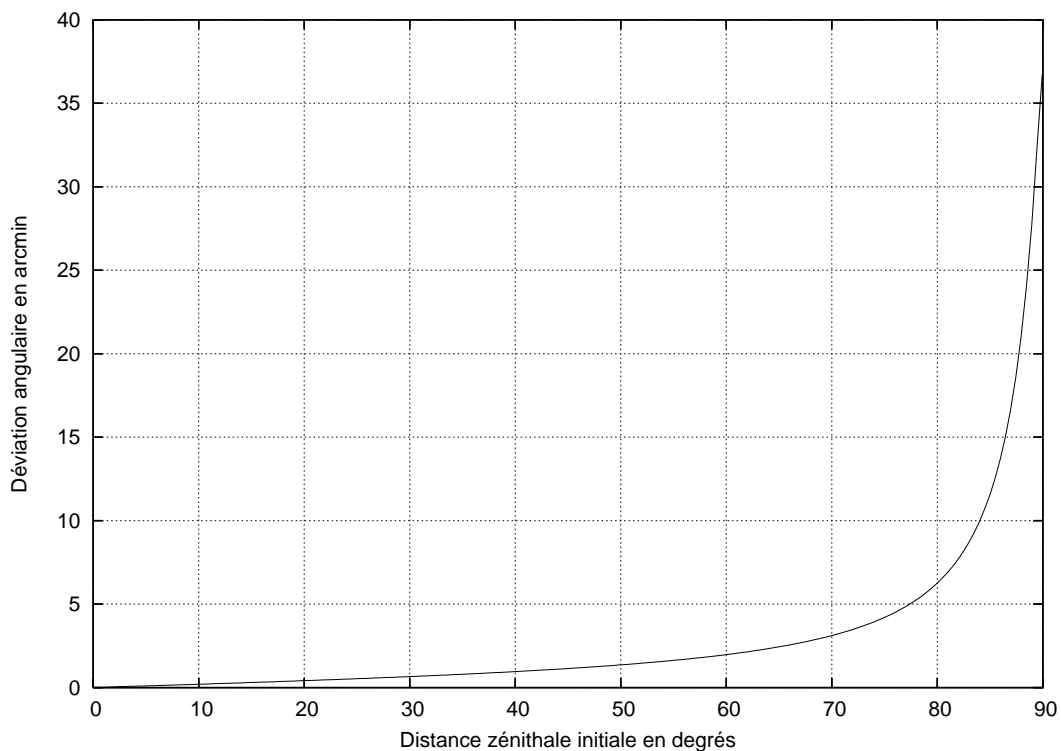


Figure 5.10 – Correction de l'effet de réfraction atmosphérique totale en fonction de la distance zénithale d'un astre.

Nous pouvons tout d'abord remarquer, en toute logique, que pour la distance zénithale de 0° aucune déviation n'est introduite. Ensuite et pour une distance zénithale de 90° , nous relevons une différence entre les 37 minutes d'angle affichées et les 34 minutes d'angle généralement utilisées pour rendre compte du phénomène à cet extremum. L'écart de 3 arcminutes est expliqué par le fait que nous imposons une forme ellipsoïdique à la Terre. En effet et avant l'intégration de cette hypothèse dans la méthode de résolution, notre première démarche fut de déterminer une correction de réfraction totale pour une Terre sphérique et dans ce cas, nous retrouvions la valeur commune de 34 minutes d'angle. La forme plus oblongue des couches infinitésimales ellipsoïdiques implique justement que le rayon lumineux doit parcourir plus de chemin pour changer de couche ; cela se traduit par une déviation angulaire plus prononcée.

5.2 Étalonnage du champ

Nous avons désormais déterminé, depuis les données théoriques des étoiles issues d'un catalogue choisi, leurs directions apparentes dans un repère topocentrique dont les axes sont alignés sur ceux de l'ICRF, à la date d'observation t . Par conséquent, nous disposons de leurs coordonnées apparentes "calculées" $(\alpha, \delta)_a$ dans ce même repère. Le fait de réaliser une projection gnomonique pour chacune des sources disponibles selon la formulation vue en équation 2.8 (chapitre 2.3.3 p.45), nous permet d'en déduire les coordonnées tangentielles apparentes calculées $(X, Y)_a$.

Étalonner un champ revient à déterminer les constantes de plaque permettant de définir la transformation $(x, y) \mapsto (X, Y)$ applicable à chaque astre de l'observation considérée. Comme nous avons identifié les coordonnées mesurées $(x, y)_m$ des étoiles pour chaque observation USNO, il nous est permis de calculer les coordonnées tangentielles apparentes mesurées $(X, Y)_{m,a}$ correspondantes. Ainsi et pour chaque étoile, nous chercherons à minimiser les écarts entre $(X, Y)_{m,a}$ et $(X, Y)_a$ par la méthode des moindres carrés, pour définir au mieux la transformation $(x, y)_m \mapsto (X, Y)_{m,a}$ et donc les constantes de plaques du modèle utilisé. Cette section présente le procédé développé à cet effet.

5.2.1 Modèle $(x, y)_m \mapsto (X, Y)_{m,a}$

Comme évoqué au chapitre 2, le modèle permettant de définir une transformation $(x, y)_m \mapsto (X, Y)_{m,a}$ que nous avons choisi s'écrit :

$$\begin{aligned} X_{m,a} &= ax_m + by_m + c + dx_m^2 + ey_m^2 + fx_my_m + \zeta_{(x_m, y_m)} \\ Y_{m,a} &= a'x_m + b'y_m + c' + d'x_m^2 + e'y_m^2 + f'x_my_m + \zeta'_{(x_m, y_m)} \end{aligned} \quad (5.18)$$

Avec a, b, c, d, e, f, \dots et $a', b', c', d', e', f', \dots$ les constantes de plaque à déterminer ; $\zeta_{(x_m, y_m)}$ et $\zeta'_{(x_m, y_m)}$ les termes d'ordre 3 et supérieurs. Disposer de n étoiles est le minimum requis pour résoudre un système de $2n$ équations à $2n$ inconnues.

Il est admis que le modèle conventionnel de transformation à utiliser consiste en un polynôme de degré 2 ou de degré 3 et ce, afin de compenser les nombreux effets instrumentaux et physiques pouvant influencer. Toutefois, l'usage de telles fonctions présente deux inconvénients majeurs : il est nécessaire de disposer d'un nombre conséquent d'étoiles de référence pour ajuster l'ensemble des paramètres, et il n'est pas évident de séparer les différentes contributions de chacun des phénomènes. C'est pourquoi, il sera toujours plus judicieux de corriger les coordonnées $(\alpha, \delta)_a$ et/ou $(x, y)_m$ des références, de l'ensemble des effets instrumentaux et physiques connus, pour ensuite réduire le nombre de paramètres du modèle employé. Cela est d'autant plus justifié dans le cadre de notre analyse des observations USNO, principalement en raison du faible nombre d'étoiles disponibles. Dans ce cas, nous ne parlons plus de modèle "conventionnel", mais nous utilisons généralement un modèle "fonctionnel" d'ordre 1 à 6 paramètres, défini par :

$$\begin{aligned} X_{m,a} &= ax_m + by_m + c + ex_m + fy_m \\ Y_{m,a} &= ay_m - bx_m + c' - ey_m + fx_m \end{aligned} \quad (5.19)$$

Avec a et b les paramètres du modèle orthogonal ; c et c' les décalages du centre du champ ; e et f les paramètres linéaires du modèle non-orthogonal. Plus particulièrement maintenant, les termes de la partie orthogonale et ceux de la partie affine de l'équation peuvent être couplés, de sorte que nous employions un nouveau modèle d'ordre 1 à 6 paramètres, tel que :

$$\begin{aligned} X_{m,a} &= ax_m + by_m + c \\ Y_{m,a} &= a'x_m + b'y_m + c' \end{aligned} \quad (5.20)$$

Avec a , b , c , a' , b' et c' les constantes de plaque à déterminer. a et b' représentent les facteurs d'échelle respectivement sur les axes x et y ; b et a' représentent les orientations des axes x et y par rapport à un modèle orthogonal; c et c' sont les décalages du centre du champ. La Figure 5.11 présente l'adaptation de ce principe aux numérisations USNO.

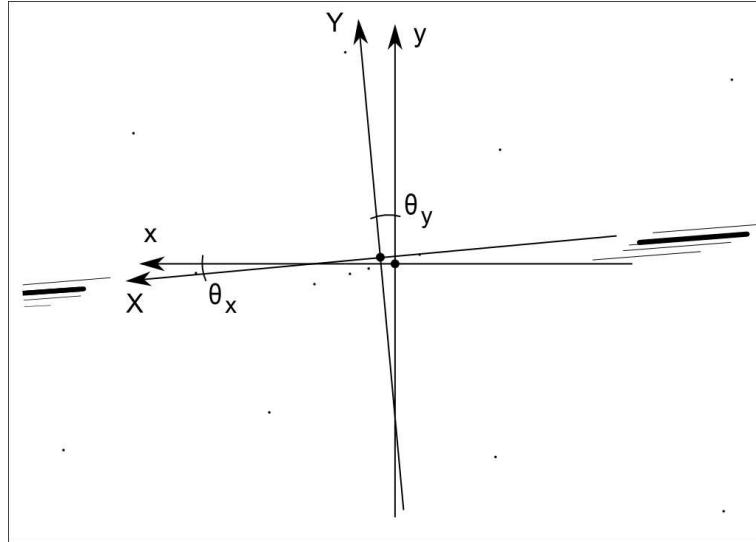


Figure 5.11 – Application du modèle $(x, y) \mapsto (X, Y)$ aux numérisations USNO.

Soit (x, y) la base orthogonale intrinsèque à l'image permettant de mesurer les positions $(x, y)_m$ des objets, et soient ρ_x et ρ_y les facteurs d'échelles respectivement sur les axes x et y . Soit (X, Y) la base quelconque permettant de mesurer les positions tangentielles des objets. L'angle θ_x est l'orientation de l'axe X par rapport à l'axe x ; l'angle θ_y est l'orientation de l'axe Y par rapport à l'axe y . Comme les centres des bases (x, y) et (X, Y) sont supposés différents, leur écart est défini par le couple $(\Delta x, \Delta y)$. Alors et selon ces considérations, nous pouvons écrire une adaptation de l'équation 5.20 reflétant la géométrie de la transformation $(x, y)_m \mapsto (X, Y)_{m,a}$, soit :

$$\begin{aligned} X_{m,a} &= \rho_x \cos \theta_x \times x_m - \rho_y \sin \theta_x \times y_m + \Delta_x \\ Y_{m,a} &= \rho_x \sin \theta_x \times x_m + \rho_y \cos \theta_x \times y_m + \Delta_y \end{aligned} \quad (5.21)$$

Ce modèle présente désormais les avantages suivants : disposer de trois étoiles de référence est le minimum requis pour ajuster l'ensemble des six paramètres qui le composent, et les différentes contributions de chacun de phénomènes, qu'il s'agisse des facteurs d'échelle, des orientations ou des décalages du centre du champ, sont séparées.

5.2.2 Application de la méthode des moindres carrés à notre système

La méthode des moindres carrés permet de comparer un ensemble de données mesurées à un modèle devant les décrire. Dans son sens le plus courant, le principe consistera en l'ajustement des paramètres d'une formulation mathématique pour reproduire au mieux les données expérimentales; et si de plus les paramètres ont un sens physique, la méthode permettra de donner une estimation de leur valeur.

Depuis l'équation 5.21, nous disposons d'un système de $2n$ lignes à 6 inconnues. Aussi et si nous considérons n étoiles de références pour caractériser l'écart entre les couples de coordonnées $(X, Y)_{m,a}$ et $(X, Y)_a$, les paramètres optimaux du modèle sont ceux qui minimisent les quantités :

$$\begin{aligned} S_X(\rho_x, \rho_y, \theta_x, \theta_y, \Delta_x, \Delta_y) &= \sum_{i=1}^n (X_{m,a}(x_m, y_m, \rho_x, \rho_y, \theta_x, \theta_y, \Delta_x, \Delta_y)_i - X_{a,i})^2 \\ S_Y(\rho_x, \rho_y, \theta_x, \theta_y, \Delta_x, \Delta_y) &= \sum_{i=1}^n (Y_{m,a}(x_m, y_m, \rho_x, \rho_y, \theta_x, \theta_y, \Delta_x, \Delta_y)_i - Y_{a,i})^2 \end{aligned} \quad (5.22)$$

soit

$$\begin{aligned} S_X(\rho_x, \rho_y, \theta_x, \theta_y, \Delta_x, \Delta_y) &= \sum_{i=1}^n r_{x,i}^2(x_m, y_m, \rho_x, \rho_y, \theta_x, \theta_y, \Delta_x, \Delta_y) \\ S_Y(\rho_x, \rho_y, \theta_x, \theta_y, \Delta_x, \Delta_y) &= \sum_{i=1}^n r_{y,i}^2(x_m, y_m, \rho_x, \rho_y, \theta_x, \theta_y, \Delta_x, \Delta_y) \end{aligned} \quad (5.23)$$

Avec $r_{x,i}$ et $r_{y,i}$ les résidus du modèle en x et y , soit les écarts entre les données mesurées et celles du modèle les décrivant. Dans notre cas, nous parlons de résidus sur les étoiles.

De plus, nous disposons d'informations affectant chaque mesure $(x, y)_m$ et $(X, Y)_a$. En effet, la position d'une référence mesurée sur plaque et sa position donnée par un catalogue d'étoiles sur la sphère céleste ne sont pas exactes. Dans ce premier cas, nous disposons des données que sont : les erreurs de positions (erreurs d'extraction) en x et y ; dans ce second cas, nous disposons des données que sont : les erreurs de positions en α et δ et les erreurs sur les mouvements propres associés. Nous pouvons donc utiliser l'ensemble de ces informations pour pondérer l'ajustement par moindres carrés; le poids d'une mesure étant inversement proportionnel aux incertitudes ϵ_x et ϵ_y considérées, telles que pour chaque référence :

$$\begin{aligned} \epsilon_x &= e_x \bar{\rho} + \sqrt{e_\alpha^2 + (e_{\mu\alpha}(t - t_{0,\alpha}))^2} \\ \epsilon_y &= e_y \bar{\rho} + \sqrt{e_\delta^2 + (e_{\mu\delta}(t - t_{0,\delta}))^2} \end{aligned} \quad (5.24)$$

Avec e_x et e_y les erreurs d'extraction en mm; $\bar{\rho}$ une valeur moyenne du facteur d'échelle en x et y fixée à 20.839"/mm ou 20.851"/mm selon l'ouverture de la lunette considérée; e_α et e_δ les erreurs théoriques sur les positions (α, δ) en secondes de degré; $e_{\mu\alpha}$ et $e_{\mu\delta}$ les erreurs théoriques sur les mouvements propres (α, δ), en arcsecondes/an aux époques de référence respectives $t_{0,\alpha}$ et $t_{0,\delta}$; et t la date d'observation. Aussi, l'équation 5.22 devient :

$$\begin{aligned} S_X^*(\rho_x, \rho_y, \theta_x, \theta_y, \Delta_x, \Delta_y) &= \sum_{i=1}^n [(X_{m,a}(x_m, y_m, \rho_x, \rho_y, \theta_x, \theta_y, \Delta_x, \Delta_y)_i - X_{a,i})^2 / \epsilon_{x,i}^2] \\ S_Y^*(\rho_x, \rho_y, \theta_x, \theta_y, \Delta_x, \Delta_y) &= \sum_{i=1}^n [(Y_{m,a}(x_m, y_m, \rho_x, \rho_y, \theta_x, \theta_y, \Delta_x, \Delta_y)_i - Y_{a,i})^2 / \epsilon_{y,i}^2] \end{aligned} \quad (5.25)$$

La pondération de l'ajustement par moindres carrés consiste ainsi à minimiser la somme des carrés des résidus, dont chacun des termes est désormais pondéré par l'inverse de la variance correspondante de l'erreur. Nous remarquons donc que la méthode pénalise les mesures à forte variance qui auront une influence moindre sur le modèle final, que les mesures à faible variance. De manière pratique, trois itérations successives sont nécessaires à la détermination des paramètres optimaux du modèle. Les poids et résidus sur les étoiles sont donnés en secondes d'angle.

5.2.3 Calibration instrumentale - Le problème de l'échelle des clichés

Au-delà de la calibration à proprement parler, il est intéressant de mentionner le cas de l'échelle des clichés USNO. En effet, nous verrons que notre étalonnage permet de caractériser, entre autres, les facteurs d'échelle en x et y de chaque observation indépendamment ; or il a toujours été convenu d'une symétrie centrale par principe et donc que pour un instrument donné, ces mêmes facteurs d'échelle devaient être identiques et qui plus est invariants (De Vegt et al., 1974 ; Josties et al., 1974 ; Zacharias et al., 1992). Leur évaluation s'est d'ailleurs avérée problématique car un rattachement aux étoiles n'était pas permis ; leur utilisation pouvait introduire des erreurs de positionnement, notamment dans le cas des précédentes réductions astrométriques par la méthode du trail-scale. Nous proposons de résoudre ce problème en démontrant que les facteurs d'échelle ne sont nullement invariants (leur évolution doit être mesurable) et que seul un étalonnage précis permet de traduire une isotropie effective.

Selon l'objectif de réduire le nombre de paramètres du modèle de transformation $(x, y)_m \mapsto (X, Y)_{m,a}$, nous avons évoqué la nécessité de corriger les positions des références de l'ensemble des phénomènes instrumentaux et physiques connus. Or et à ce stade de l'étude, nous avons uniquement corrigé les positions catalogue $(\alpha, \delta)_c$ des étoiles des effets physiques que sont les effets : de mouvements propres, de parallaxes, d'aberrations, de déflexion relativiste et de réfraction atmosphérique totale. Nous disposons ainsi de leurs coordonnées équatoriales apparentes calculées $(\alpha, \delta)_a$. Précisons d'ailleurs que les phénomènes physiques cités agissent principalement sur les positions dans le ciel des corps ; tandis que les phénomènes instrumentaux agiront sur les positions sur plaque photographique des objets et donc sur leurs coordonnées mesurées $(x, y)_m$. Nous pouvons référencer trois phénomènes instrumentaux majeurs : la distorsion optique de la lunette, les inclinaisons de la plaque, ainsi que la coma-magnitude.

1. La distorsion optique de la lunette est une aberration du champ qui déplace radialement les objets. Elle est d'autant plus prononcée que l'objet est éloigné du centre optique du champ. La prise en compte de l'effet est traduite par l'intégration dans l'équation 5.21 des corrections d'ordre 3 suivantes : $Dx_m(x_m^2 + y_m^2)$ et $Dy_m(x_m^2 + y_m^2)$, avec D le paramètre de distorsion.
2. Les inclinaisons de la plaque sont les déclivités en x et y de la cible dans le porte-plaque, par rapport au plan idéal directement perpendiculaire à la direction z de l'axe optique de l'instrument. En effet, il est très probable que la plaque ne soit pas parfaitement perpendiculaire aux rayons incidents lors de l'acquisition de l'image par la lunette ; la prise en compte du phénomène est traduite par l'intégration dans l'équation 5.21 des corrections d'ordre 2 suivantes : $px_m^2 + qx_my_m$ et $px_my_m + qy_m^2$, avec p et q les paramètres d'inclinaison, respectivement sur les axes x et y .
3. La coma-magnitude est un couplage des effets de coma et de magnitude de l'objet considéré, couplage spécifique aux plaques photographiques. La coma est une aberration géométrique du champ qui affecte les images situées en dehors de l'axe principal de l'instrument : la représentation des objets n'est plus circulaire mais en forme de goutte (ou virgule d'où le terme "coma" en anglais). La déformation est plus prononcée sur les bords du champ ; elle est aussi directement proportionnelle à la magnitude du corps étudié. La prise en compte de l'effet est traduite par l'intégration dans l'équation 5.21 des corrections d'ordre 1 suivantes : $C_x x_m(m - m_0)$ et $C_y y_m(m - m_0)$, avec C_x et C_y les paramètres de coma-magnitude, respectivement sur les axes x et y , m la magnitude du corps considéré et m_0 la magnitude moyenne des corps de l'observation étudiée.

Calibration instrumentale

La calibration instrumentale consiste à évaluer chacune de ces corrections indépendamment depuis un ou des champs de référence comportant un nombre important d'étoiles. Ensuite, l'effet pourra être empiriquement corrigé sur les positions mesurées $(x, y)_m$ des objets d'une collection complète d'observations; la condition étant bien évidemment que les champs de référence et la collection d'observations aient été réalisés avec le même instrument. Nous disposons de numérisations USNO de l'amas Praesepe (amas de La Crèche M44) et des Pléiades (amas M45) dont les observations ont été réalisées au cours de deux nuits en 1974 et 1994 : une ouverture diaphragmée de 16 inches a été choisie pour l'amas Praesepe, une ouverture totale de 26 inches a été choisie pour l'amas des Pléiades. Chacun de ces amas contenant plusieurs expositions de près de 50 étoiles de référence, nous avons pu estimer avec précision les contributions de chacun des phénomènes instrumentaux cités, selon que la lunette ait été diaphragmée ou non. De manière pratique et dans ces deux cas, nous avons réduit les observations avec le catalogue d'étoiles UCAC2 en trois temps, pour permettre la prise en compte des effets dans la transformation $(x, y)_m \mapsto (X, Y)_{m,a}$, c'est-à-dire avec les modèles :

$$\begin{aligned} X_{m,a} &= \rho_x \cos \theta_x \times x_m - \rho_y \sin \theta_x \times y_m + \Delta_x + Dx_m(x_m^2 + y_m^2) \\ Y_{m,a} &= \rho_x \sin \theta_y \times x_m + \rho_y \cos \theta_y \times y_m + \Delta_y + Dy_m(x_m^2 + y_m^2) \end{aligned} \quad (5.26)$$

puis

$$\begin{aligned} X_{m,a} &= \rho_x \cos \theta_x \times x_m - \rho_y \sin \theta_x \times y_m + \Delta_x + px_m^2 + qx_my_m \\ Y_{m,a} &= \rho_x \sin \theta_y \times x_m + \rho_y \cos \theta_y \times y_m + \Delta_y + px_my_m + qy_m^2 \end{aligned} \quad (5.27)$$

et

$$\begin{aligned} X_{m,a} &= \rho_x \cos \theta_x \times x_m - \rho_y \sin \theta_x \times y_m + \Delta_x + C_x x_m(m - m_0)|_{m_0=9} \\ Y_{m,a} &= \rho_x \sin \theta_y \times x_m + \rho_y \cos \theta_y \times y_m + \Delta_y + C_y y_m(m - m_0)|_{m_0=9} \end{aligned} \quad (5.28)$$

La Figure 5.12 présente la variation des paramètres instrumentaux D , p , q , C_x et C_y , ajustés depuis les observations diaphragmées de l'amas Praesepe. Nous avons trouvé une contribution faible des phénomènes de distorsion optique et des inclinaisons; cela étant et selon leur distribution aléatoire autour de 0, les paramètres correspondants n'ont pu être identifiés. Nous avons aussi trouvé une contribution plus prononcée de l'effet de coma-magnitude et nous avons identifié les paramètres moyens correspondants : $C_x = -0.00067 \pm 0.00006/\text{mm}/\text{mag}$ et $C_y = -0.00092 \pm 0.00006/\text{mm}/\text{mag}$.

Nous avons reproduit la même analyse depuis les observations non diaphragmées des Pléiades et les conclusions sont identiques. La seule différence concerne la valeur des paramètres moyens de coma-magnitude où désormais : $C_x = -0.00155 \pm 0.00006/\text{mm}/\text{mag}$ et $C_y = -0.00067 \pm 0.00006/\text{mm}/\text{mag}$. Nous pouvons d'ailleurs remarquer une augmentation de l'importance du phénomène, ce qui est cohérent avec le fait que l'ouverture de la lunette utilisée est de dimension supérieure à la précédente. En conséquence, nous démontrons que diaphragmer la lunette permet effectivement de minimiser les aberrations optiques inhérentes à l'instrument. Ce résultat est en accord avec la méthode utilisée par Dan Pasco pour réaliser ses observations.

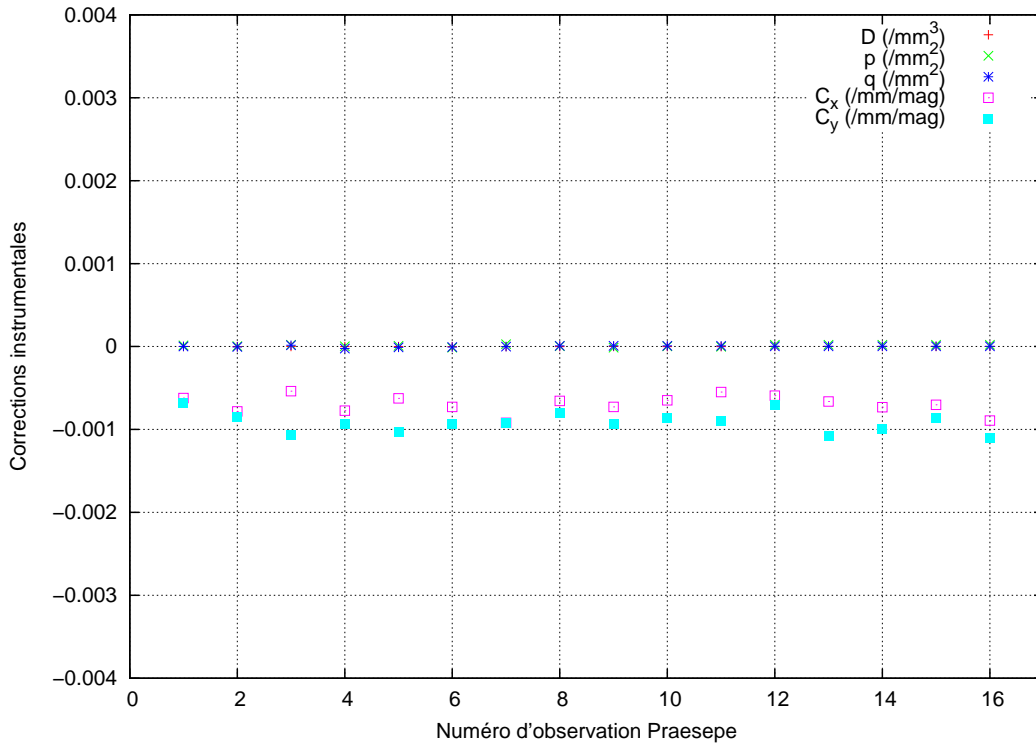


Figure 5.12 – Estimation des paramètres instrumentaux du réfracteur USNO 26-inch.

Au vu des estimations réalisées, nous considérerons donc que seul le phénomène instrumental de coma-magnitude a une influence quantifiable sur les positions mesurées $(x, y)_m$ des objets. Ainsi, nous ne tiendrons compte que de cet effet dans la formulation du modèle appliqué aux numérisations USNO et permettant la transformation $(x, y)_m \mapsto (X, Y)_{m,a}$. L'équation 5.21 devient alors :

$$\begin{aligned} X_{m,a} &= \rho_x \cos \theta_x \times x_m - \rho_y \sin \theta_x \times y_m + \Delta_x + C_x \times x_m \times (m - m_0) \\ Y_{m,a} &= \rho_x \sin \theta_y \times x_m + \rho_y \cos \theta_y \times y_m + \Delta_y + C_y \times y_m \times (m - m_0) \end{aligned} \quad (5.29)$$

Avec $C_x = -0.67 \pm 0.06/\mu\text{m}/\text{mag}$ et $C_y = -0.92 \pm 0.06/\mu\text{m}/\text{mag}$ dans le cas d'une observation diaphragmée ou $C_x = -1.55 \pm 0.06/\mu\text{m}/\text{mag}$ et $C_y = -0.67 \pm 0.06/\mu\text{m}/\text{mag}$ dans le cas d'une observation non diaphragmée ; m la magnitude du corps considérée ; et $m_0 = 9$ pour les observations USNO.

Analyse d'observations d'amas

Nous avons poursuivi notre étude en nous attachant à l'évolution des paramètres du modèle permettant la transformation $(x, y)_m \mapsto (X, Y)_{m,a}$ que sont les facteurs d'échelle et les orientations, respectivement en x et y . Ces données sont très importantes car en effet : les facteurs d'échelle sont les indicateurs principaux traduisant l'isotropie du champ, tandis que les orientations permettent d'évaluer les écarts angulaires entre les axes des bases (x, y) et (X, Y) . En toute logique, un champ convenablement étalonné doit présenter une isotropie effective dans une base (X, Y) orthogonale. Si tel n'était pas le cas, cela impliquerait qu'un phénomène tiers n'aurait pas été pris en compte et donc que la méthode de réduction ne serait pas optimale.

Dans le cas de la méthode de réduction du trail-scaïl, les facteurs d'échelle ont été déterminés depuis les mêmes plaques des amas Praesepe et Pléiades que nous utilisons. L'hypothèse était faite que les facteurs d'échelle devaient être stables et identiques en x et y pour un même instrument, soit $\rho_x = \rho_y = 20.843 \pm 0.002''/\text{mm}$ ou $\rho_x = \rho_y = 20.839 \pm 0.002''/\text{mm}$ (Josties et al., 1974). La première donnée correspond au facteur d'échelle déterminé après correction de réfraction atmosphérique différentielle ; la seconde est le facteur d'échelle déterminé après correction de réfraction atmosphérique totale.

Dans le cas des numérisations DAMIAN des observations USNO et donc avec notre processus de réduction par rattachement aux étoiles du champ, nous avons identifié les facteurs d'échelle depuis les solutions par moindres carrés du modèle ajusté, vu en équation 5.29. En première approche, nous estimons que ρ_x et ρ_y peuvent différer car ils dépendent de l'observation étudiée ; dans le cas contraire, cela traduirait une isotropie du champ.

Sans aucune des corrections physiques et instrumentales apportées, les facteurs d'échelle sont différents car ils tendent à compenser l'anisotropie du champ. La Figure 5.13 présente l'anisotropie des champs étudiés depuis les observations de l'amas Praesepe, via l'évolution des facteurs d'échelle. Pour chaque exposition, les barres d'erreurs sont représentatives à 1σ des incertitudes de mesure et des incertitudes théoriques du catalogue UCAC2.

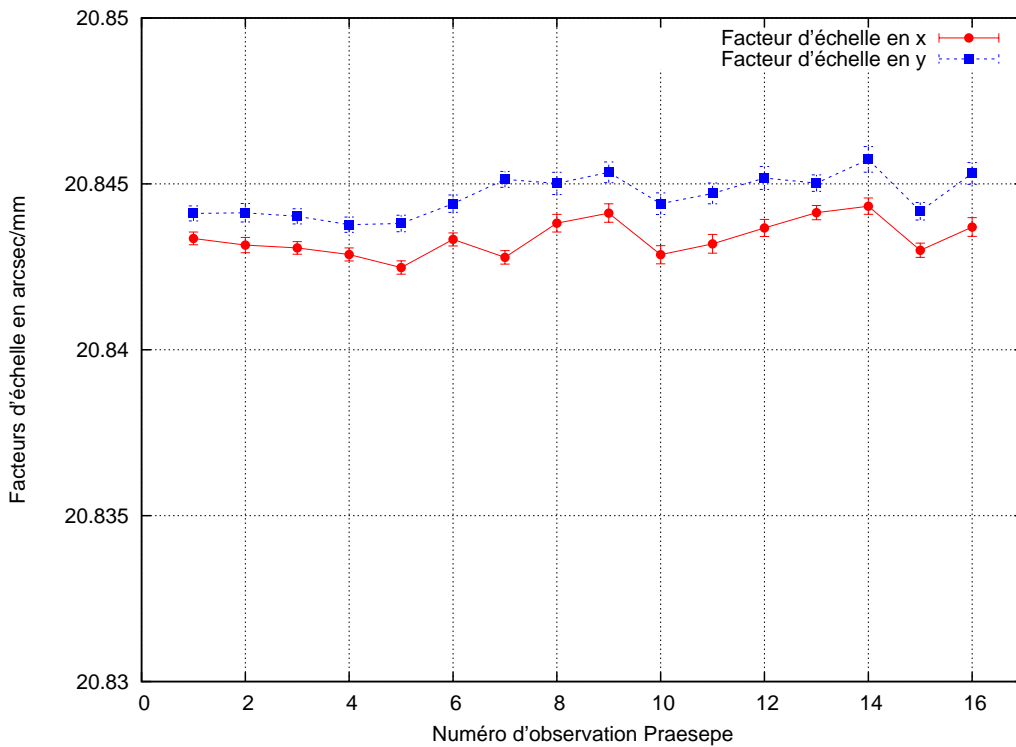


Figure 5.13 – Facteurs d'échelle en x et y des observations de l'amas Praesepe, sans corrections.

Dès lors que nous prenons en considération l'ensemble des corrections physiques et instrumentales, les facteurs d'échelle deviennent équivalents pour chaque observation de l'amas Praesepe. La Figure 5.14 présente ainsi l'isotropie des champs étudiés depuis ces observations, via l'évolution des facteurs d'échelle. Pour chaque exposition, les barres d'erreurs sont représentatives à 1σ des incertitudes de mesure et des incertitudes théoriques du catalogue UCAC2.

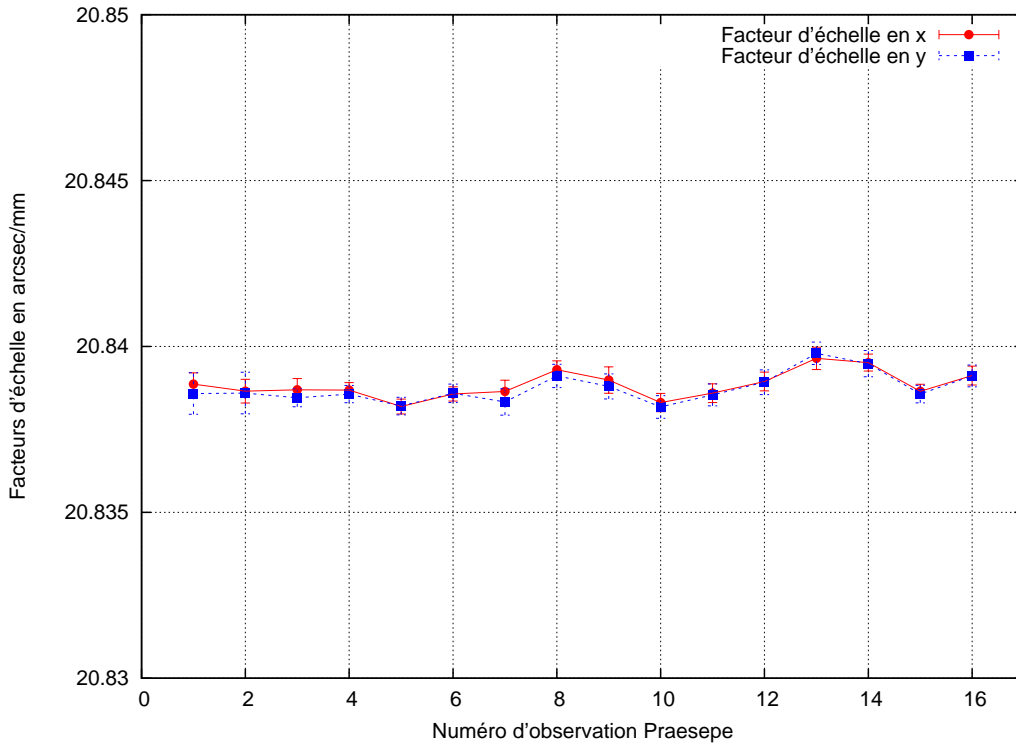


Figure 5.14 – Facteurs d'échelle en x et y des observations de l'amas Praesepe, avec corrections.

Plus précisément, la correction de réfraction atmosphérique diminue l'écart entre ρ_x et ρ_y mais une faible différence persiste ; la correction de coma-magnitude élimine ensuite cet écart et la correction d'aberration de la lumière applique finalement une translation de l'ensemble vers la valeur moyenne suivante : $\overline{\rho_x} = \overline{\rho_y} = 20.8388 \pm 0.0003''/\text{mm}$. Il s'agit du facteur d'échelle moyen en atmosphère, *i.e.* après correction de la réfraction atmosphérique totale, à mettre en relation avec la précédente mesure par la méthode du trail-scale de $20.839 \pm 0.002''/\text{mm}$. Selon deux méthodes différentes d'étalonnage du champ, les mesures sont quasi identiques. Bien évidemment aussi, la valeur moyenne déterminée est inférieure à la donnée précédente de $20.843 \pm 0.002''/\text{mm}$ car dans ce cas, l'atmosphère terrestre agit comme un élément optique en augmentant le facteur d'échelle.

Nous avons reproduit la même analyse depuis les observations non diaphragmées des Pléiades et les conclusions sont identiques. Dans le cas de ces observations, nous estimons la valeur moyenne suivante : $\overline{\rho_x} = \overline{\rho_y} = 20.8514 \pm 0.0003''/\text{mm}$. Il s'agit du facteur d'échelle moyen en atmosphère, *i.e.* après correction de la réfraction atmosphérique totale, que nous pouvons mettre en relation avec la précédente mesure par la méthode du trail-scale de $20.851 \pm 0.002''/\text{mm}$ (Josties et al., 1974). Selon deux méthodes différentes d'étalonnage du champ, les mesures sont là encore quasi identiques.

De la même manière que pour les facteurs d'échelle, nous avons identifié les orientations depuis les solutions par moindres carrés du modèle ajusté, vu en équation 5.29. En première approche, nous estimons que θ_x et θ_y peuvent différer car ils dépendent de l'observation étudiée ; dans le cas contraire, cela traduirait une orthogonalité parfaite des axes de la base (X, Y) . La Figure 5.15 présente les écarts entre les orientations θ_x et θ_y pour chaque observation de l'amas Praesepe, compte tenu de l'ensemble des corrections évoquées. La taille des barres d'erreurs est comparable à celle des points affichés. Nous pouvons ainsi remarquer que l'évolution des différences d'orientations ne peut être tra-

duite de manière simple, les écarts évoluant aléatoirement autour de 0 dans un intervalle $[-0.00007^\circ; +0.00007^\circ]$. Nous considérerons d'ailleurs ces valeurs comme négligeables : à distance maximale du centre géométrique d'une plaque photographique USNO, de telles déviations angulaires introduiraient une erreur en-deçà de $2 \mu\text{as}$.

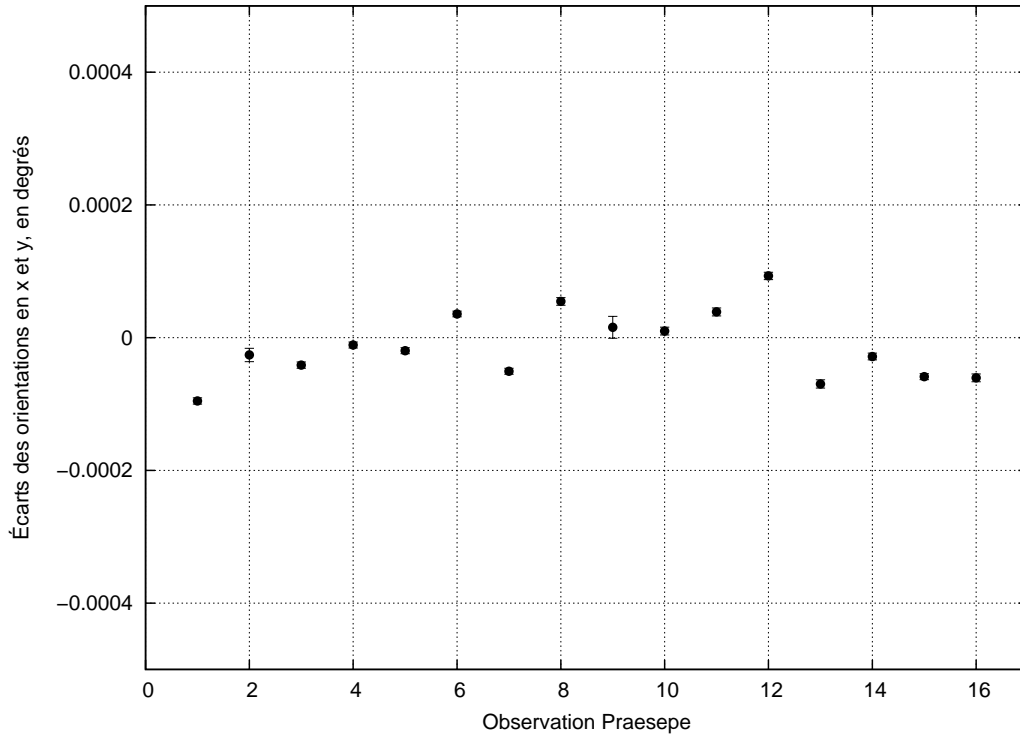


Figure 5.15 – Écarts entre les orientations θ_x et θ_y des observations de l'amas Praesepe, avec corrections.

Nous démontrons ainsi que la méthode développée est optimale car les champs des amas étudiés ont pu être idéalement étalonnés : il réside pour chaque observation une isotropie effective dans une base (X, Y) orthogonale. De plus, nous démontrons qu'il est désormais possible de réaliser une réduction astrométrique avec un nombre restreint de références stellaires, dès lors que les corrections physiques et instrumentales ont été correctement apportées. En effet, nous avons vérifié que les observations pouvaient être étalonnées en considérant un unique facteur d'échelle ρ et une unique orientation θ , ce qui permet de réduire le nombre de paramètres du modèle de transformation $(x, y)_m \mapsto (X, Y)_{m,a}$. L'équation 5.29 appliquée aux observations USNO devient un système de deux lignes à quatre inconnues, tel que :

$$\begin{aligned} X_{m,a} &= \rho \cos \theta \times x_m - \rho \sin \theta \times y_m + \Delta_x + C_x \times x_m \times (m - m_0) \\ Y_{m,a} &= \rho \sin \theta \times x_m + \rho \cos \theta \times y_m + \Delta_y + C_y \times y_m \times (m - m_0) \end{aligned} \quad (5.30)$$

5.2.4 Modèle $(x, y)_m \mapsto (X, Y)_{m,a}$ appliqué aux observations USNO

Dans le but de valider définitivement le modèle de transformation $(x, y)_m \mapsto (X, Y)_{m,a}$ à utiliser pour étalonner le champ des observations USNO des satellites galiléens, nous avons reconduit le test précédent, à savoir l'estimation des facteurs d'échelle et des orientations, sur l'ensemble des numérisations disponibles. Nous avons ainsi réduit ces observations selon le modèle fonctionnel vu en équation 5.29, avec le catalogue d'étoiles UCAC2.

Les Figures 5.16 et 5.17 présentent l'évolution des facteurs d'échelle ρ_x et ρ_y déterminés depuis l'ensemble des observations USNO diaphragmées.

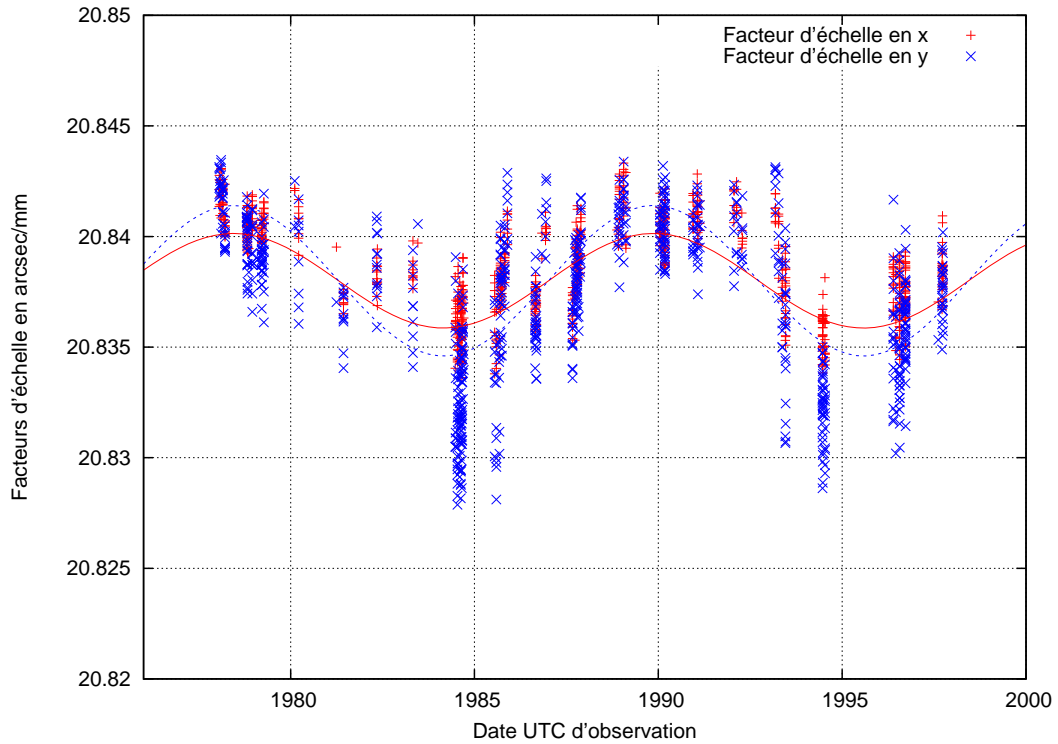


Figure 5.16 – Facteurs d'échelle en x et y des observations USNO, en fonction de l'année.

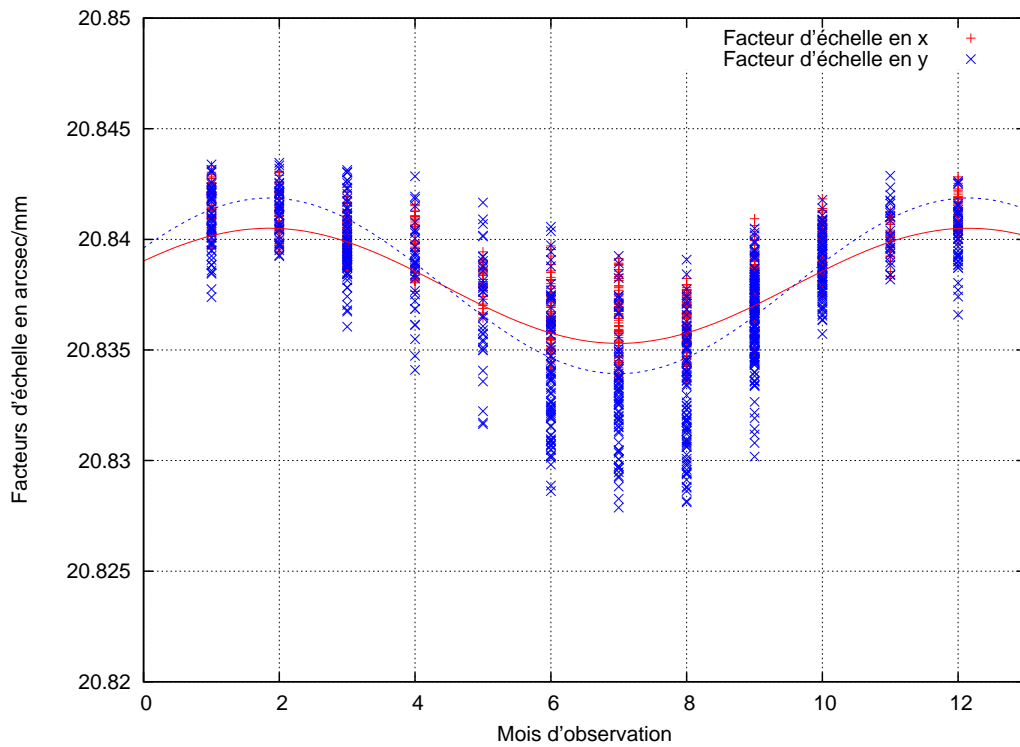


Figure 5.17 – Facteurs d'échelle en x et y des observations USNO, en fonction du mois.

Nous pouvons tout d'abord remarquer que l'évolution des facteurs d'échelle, au cours du temps, suit deux variations sinusoïdales. Nous retrouvons, sur la Figure 5.16, une périodicité de l'ordre de 12 ans correspondant à la période de révolution de Jupiter, variation que nous supposons due à l'utilisation du catalogue d'étoiles UCAC2. En effet et ceci tous les 12 ans, la planète traverse des champs identiques et donc les étoiles utilisées pour le rattachement, ou plus particulièrement pour la détermination des facteurs d'échelle, sont les mêmes. Nous retrouvons aussi, sur la Figure 5.17, une périodicité annuelle que nous supposons due à la température. Ce dernier effet sera expliqué par la suite. D'autre part, nous pouvons remarquer que l'isotropie n'est pas atteinte car les courbes représentatives de ρ_x et ρ_y ne sont pas confondues ; toutefois, l'écart maximal entre les deux facteurs d'échelle est seulement de 0.0065%. Il est d'ailleurs important de rappeler que les observations considérées, contrairement aux amas Praesepe et Pléiades, ont été réduites avec un faible nombre de références stellaires.

Les facteurs d'échelle diffèrent légèrement par manque d'information : le nombre limité d'étoiles ne suffit pas à traduire une isotropie parfaite. Or, nous avons vu dans la section précédente que le champ doit être isotrope. D'après cette hypothèse et selon notre objectif de produire les solutions astrométriques des satellites galiléens les plus précises, nous avons choisi d'introduire un terme correctif dans le modèle de transformation $(x, y)_m \mapsto (X, Y)_{m,a}$, de sorte qu'un unique facteur d'échelle ρ soit ajusté, et de sorte aussi que l'écart entre sa valeur sur les axes x et y soit compensé.

Comme la variation annuelle des facteurs d'échelle est du type $\rho_i = a + b_i \sin(ct_m + d)$ et comme seule l'amplitude b_i est modifiée entre les deux fonctions, l'écart retenu est tel que :

$$\begin{aligned} \rho_x &= \rho \\ \rho_y &= \rho + \epsilon_1 \sin(\epsilon_2 t_m + \epsilon_3) \end{aligned} \quad (5.31)$$

Avec ϵ_1 , ϵ_2 et ϵ_3 , trois paramètres traduisant l'écart empirique mensuel entre ρ_x et ρ_y pour les observations à faible nombre de références ; et t_m le mois de l'année considéré. Nous avons ainsi déterminé ϵ_1 , ϵ_2 et ϵ_3 depuis les données vues en Figure 5.17, tels que $\epsilon_1 = -0,00136835''/\text{mm}$, $\epsilon_2 = 0.609711/\text{mois}$ et $\epsilon_3 = -2.696285$.

Revenons brièvement sur la périodicité annuelle des facteurs d'échelle visible sur la Figure 5.17 : nous pouvons mettre en relation cette variation avec l'évolution de la température au cours de l'année ; le principe étant que la dilatation due à l'augmentation de température ambiante des composants de l'instrument (lentille, miroirs, ...), mais aussi des plaques photographiques, réduisent la valeur théorique des facteurs d'échelle. Cette hypothèse est vérifiée par leur variation en fonction de la température, présentée en Figure 5.18 : l'augmentation de la température ambiante lors de l'observation entraîne une diminution évidente des facteurs d'échelle.

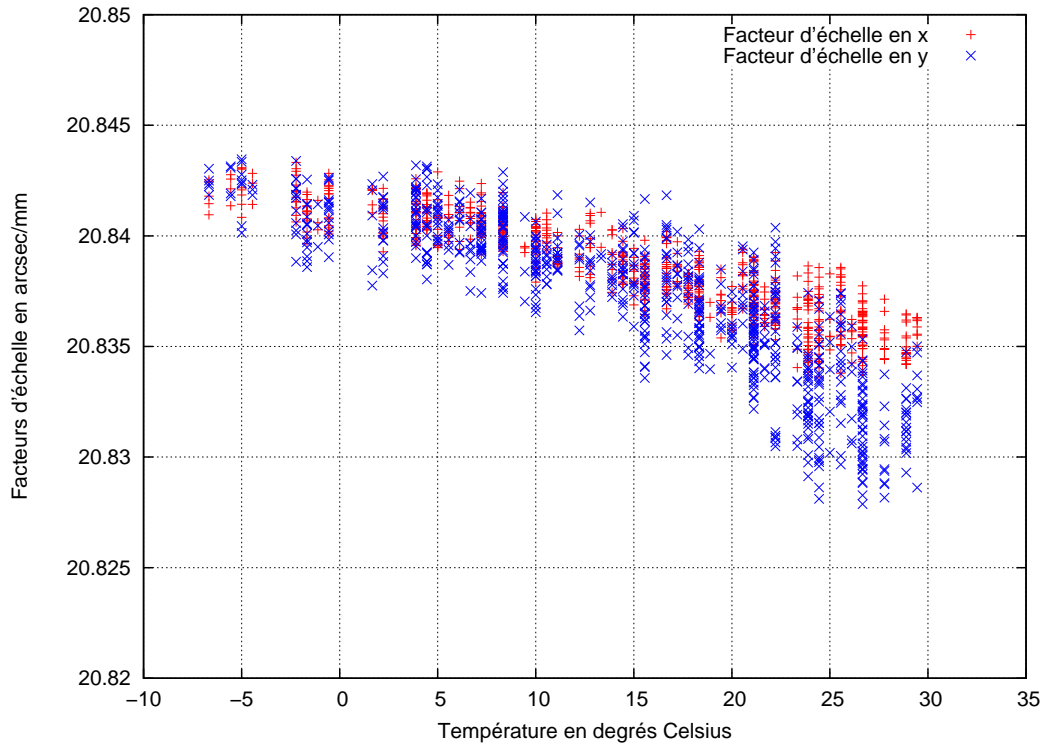


Figure 5.18 – Facteurs d'échelle en x et y des observations USNO, en fonction de la température.

Pour mettre en évidence la relation entre la température et les facteurs d'échelle, nous nous attacherons à réaliser un bref calcul depuis les caractéristiques principales de l'instrument utilisé. En effet, nous estimons que la variation des facteurs d'échelle que nous obtenons est due à la réponse de la lunette, dans son ensemble, à l'évolution de la température au cours du temps. Il est d'ailleurs à noter que le facteur d'échelle moyen de l'instrument peut être déterminé depuis ses spécificités techniques que sont le diamètre d'ouverture D (taille de la lentille) et le rapport focal, en vertu de la formulation moyenne $\rho \simeq 206265/(15D)$. Aussi, en considérant un facteur de dilatation linéaire du verre de $0.000009/^\circ\text{C}$ et une variation annuelle de température de l'ordre de $+30^\circ\text{C}$ entre février et septembre, nous estimons que la dilatation de la lentille principale de la lunette introduit un écart $\Delta\rho$ sur le facteur d'échelle moyen pouvant aller jusqu'à $0.0085''/\text{mm}$. Les variations post fit de ρ_x et ρ_y sont du même ordre de grandeur que cette valeur, quoique légèrement inférieures. Pour réaliser un calcul plus précis, il faudrait tenir compte de la contribution de l'ensemble des composants de l'instrument, ainsi que de la dilatation simultanée des plaques photographiques.

La Figure 5.19 présente maintenant les écarts entre les orientations θ_x et θ_y déterminées depuis l'ensemble des numérisations USNO diaphragmées. Nous pouvons ainsi remarquer que l'évolution des différences d'orientations ne peut être traduite de manière simple, les écarts évoluant aléatoirement autour de 0 dans un intervalle $[-0.0005^\circ; +0.0005^\circ]$; nous avons vérifié qu'aucune variation périodique sur 12 ans ou annuelle n'était présente. Cela étant, il est là encore important de rappeler que les observations considérées, contrairement aux amas, ont été réduites avec un nombre limité de références stellaires. Par conséquent, les orientations diffèrent légèrement par manque d'information : le nombre restreint d'étoiles ne suffit pas à traduire une orthogonalité parfaite. Nous considérerons d'ailleurs ces valeurs comme négligeables car à distance maximale du centre géométrique

d'une plaque photographique USNO, de telles déviations angulaires introduiraient une erreur en-deçà de $80 \mu\text{as}$. De plus, nous avons vu dans la section précédente que la mesure de positions doit être réalisée dans une base orthogonale. D'après cette hypothèse et au regard des faibles écarts relevés, nous avons choisi de ne considérer qu'une unique orientation θ dans le modèle de transformation $(x, y)_m \mapsto (X, Y)_{m,a}$.

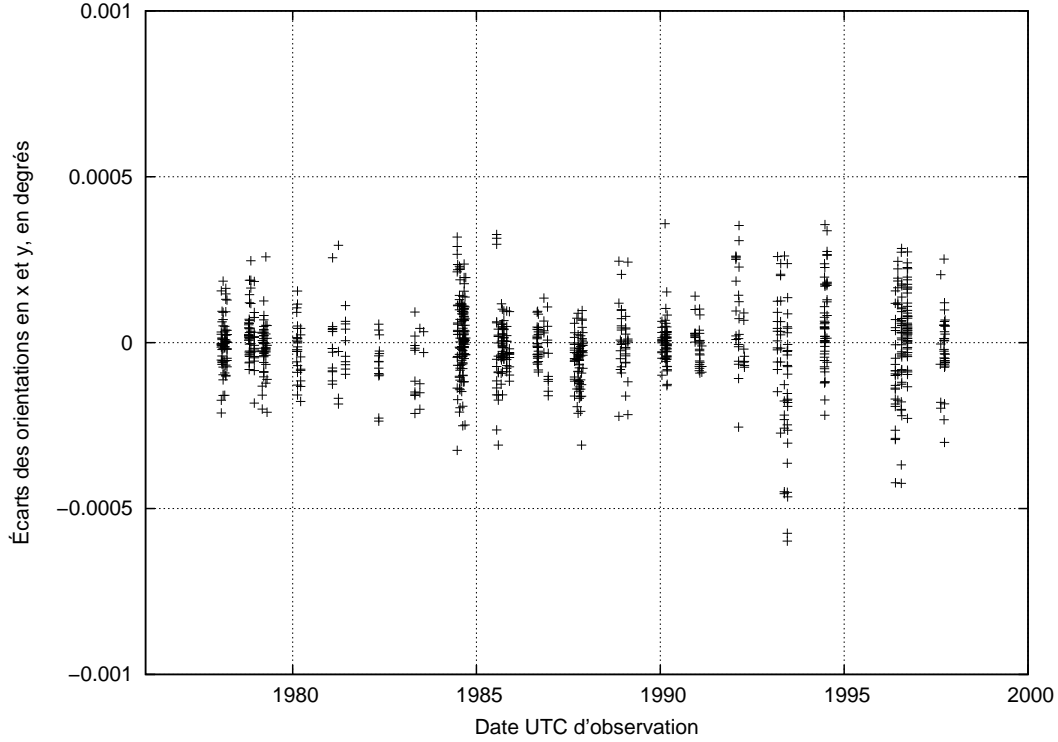


Figure 5.19 – Écarts entre les orientations θ_x et θ_y des observations USNO.

Nous avons reproduit la même analyse depuis les observations USNO non diaphragmées et les conclusions sont identiques, qu'il s'agisse des écarts entre les facteurs d'échelle ou les orientations. En conséquence, les champs des observations USNO seront étalonnés en ajustant un unique facteur d'échelle ρ et une unique orientation θ , selon un modèle de transformation $(x, y)_m \mapsto (X, Y)_{m,a}$ déduit de l'équation 5.30 et tel que :

$$\begin{aligned} X_{m,a} &= \rho \cos \theta \times x_m - (\rho + \epsilon_1 \sin(\epsilon_2 t_m + \epsilon_3)) \sin \theta \times y_m + \Delta_x + C_x \times x_m \times (m - m_0) \\ Y_{m,a} &= \rho \sin \theta \times x_m + (\rho + \epsilon_1 \sin(\epsilon_2 t_m + \epsilon_3)) \cos \theta \times y_m + \Delta_y + C_y \times y_m \times (m - m_0) \end{aligned} \quad (5.32)$$

Avec ϵ_1 , ϵ_2 et ϵ_3 les trois termes correctifs définis tels que $\epsilon_1 = -0,00136835''/\text{mm}$, $\epsilon_2 = 0.609711/\text{mois}$ et $\epsilon_3 = -2.696285$; t_m le mois de l'année considéré; les termes de coma-magnitude $C_x = -0.67 \pm 0.06/\mu\text{m}/\text{mag}$ et $C_y = -0.92 \pm 0.06/\mu\text{m}/\text{mag}$ dans le cas d'une observation diaphragmée ou $C_x = -1.55 \pm 0.06/\mu\text{m}/\text{mag}$ et $C_y = -0.67 \pm 0.06/\mu\text{m}/\text{mag}$ dans le cas d'une observation non diaphragmée; m la magnitude du corps considérée; et $m_0 = 9$ la magnitude moyenne.

5.2.5 Détermination des solutions astrométriques des satellites galiléens

Dès lors que le champ de l'observation considérée a pu être étalonné et donc les paramètres de la transformation $(x, y)_m \mapsto (X, Y)_{m,a}$ déterminés depuis un nombre limité d'étoiles de référence, nous introduisons les coordonnées mesurées $(x, y)_m$ de chaque satellite dans l'équation 5.32 pour calculer leurs coordonnées tangentielles apparentes $(X, Y)_{m,a}$ respectives. Ensuite et par une projection gnomonique inverse, nous déterminons un ensemble de positions équatoriales apparentes et temporaires $(\alpha, \delta)_{t,a}$, dans le repère topocentrique dont les axes sont alignés sur ceux de l'ICRF. Nous utilisons ici le terme "temporaire" car les positions des satellites galiléens citées doivent encore être ramenées dans le repère géocentrique choisi pour exprimer les résultats. De plus et si nous escomptons comparer les données observées aux données issues d'une théorie, quelques opérations supplémentaires sont encore nécessaires.

Ainsi, nous effectuons les corrections inverses suivantes : réfraction atmosphérique totale, déflexions relativistes solaire et jovienne, aberration de la lumière et parallaxe diurne. Ces opérations sont appliquées à chaque satellite par inversion des équations vues au chapitre 5.1. Elles permettent d'exprimer les solutions astrométriques équatoriales $(\alpha, \delta)_{t,a}$ dans un repère géocentrique hors atmosphère, et dont les axes sont alignés sur ceux de l'ICRF. Nous parachevons la procédure par une correction de phase (Lindgren, 1977) qui prend en compte la déviation angulaire du photocentre des astres par rapport au centre de masse identifié au centre de figure, en fonction de l'illumination solaire et de la position de l'observateur. Il est d'ailleurs à noter que pour cette dernière correction, nous avons comparé les lois de réflectance de Hapke (1981), Lambert et Lommel-Seeliger ; aucune différence significative avec Lindgren n'a été relevée.

Une fois ces opérations réalisées, nous disposons de solutions astrométriques équatoriales que nous notons $(\alpha, \delta)_o$. Les solutions peuvent aussi être utilisées pour déterminer des positions intersatellites ramenées au barycentre des satellites observés (satellite/barycentre), ou intersatellites ramenées à l'un en particulier (satellite/satellite).

Enfin et après analyse de la collection complète des observations USNO, soit depuis l'ensemble des positions "observées", nous établirons les écarts à une théorie, c'est-à-dire à des positions "calculées". Pour chaque satellite et pour chaque observation, nous produirons ainsi un ensemble de données "Observé moins Calculé (O-C)" grâce auxquelles nous déterminerons des moyennes de positions, ainsi que les dispersions associées ("sigmas"). Ces outils statistiques nous permettront de comparer catalogues d'étoiles, éphémérides satellitaires et éphémérides planétaires. Le chapitre suivant présente l'exploitation de ces résultats.

Chapitre 6

Exploitation des résultats

Sommaire

6.1	Choix d'un catalogue d'étoiles de référence	136
6.1.1	Données théoriques - Erreurs de zones en μ_α et μ_δ	136
6.1.2	Comparaison des observations USNO des satellites galiléens selon les catalogues utilisés	140
6.1.3	Erreur observationnelle théorique	146
6.2	Comparaison avec d'anciennes méthodes de réduction	148
6.2.1	Stabilité de mesure	148
6.2.2	Comparaison avec la méthode du trail-scale	149
6.2.3	Comparaison avec la méthode par rattachement à un catalogue secondaire	151
6.3	Résultats de référence	154
6.4	L'origine d'une erreur systématique en déclinaison	169
6.5	Comparaison des modèles satellitaires L2 et jup230	173
6.5.1	Données théoriques	173
6.5.2	Données USNO	178
6.6	Erreur observationnelle intersatellite	179
6.7	Comparaison de modèles planétaires	182
6.7.1	Données théoriques	182
6.7.2	Données USNO	186
6.8	Erreur observationnelle (RA, Dec)	189
6.9	Ajustement d'un modèle dynamique des satellites galiléens aux observations USNO	192
6.10	Positions astrométriques du centre de masse du système jovien	199

Nous avons réduit l'ensemble des observations USNO des satellites galiléens selon la méthode par rattachement aux étoiles du champ que nous avons développée. Aussi ce chapitre présente-t-il l'exploitation des données de positionnement déterminées, au travers de plusieurs résultats comparatifs et discussions d'interprétation.

Plus particulièrement, les études proposées ont été réalisées à partir des (O-C) issus des solutions astrométriques équatoriales (RA, Dec) et intersatellites calculées. Comme les éphémérides des satellites donnent généralement des positions relatives au centre de masse de la planète, voire du système planétaire, les comparatifs en (RA, Dec) permettront de produire une statistique sur les incertitudes cumulées des modèles planétaires

et satellitaires utilisés, du catalogue d'étoiles de référence et de la mesure, tandis que les comparatifs intersatellites permettront de produire une statistique sur les incertitudes cumulées de l'éphéméride satellitaire seule, du catalogue d'étoiles de référence et de la mesure. Dans ce dernier cas, certains effets systématiques et notamment ceux dus à la position de Jupiter sont minimisés. Selon différentes situations et pour chaque satellite galiléen, nous étudierons les moyennes des (O-C) de leurs positions en ascension droite et déclinaison, moyennes qui traduisent une contribution complexe des erreurs systématiques résiduelles; ainsi que les dispersions des (O-C) correspondantes qui traduisent, elles, une contribution complexe des erreurs aléatoires et périodiques résiduelles. Enfin nous avons retenu, pour ces analyses, les observations individuelles des satellites dont les (O-C) en ascension droite et déclinaison sont en-deçà de la valeur égale à 3σ relative à leur distribution.

Nous avons alors établi différentes statistiques permettant la comparaison de catalogues d'étoiles, d'éphémérides satellitaires et planétaires. Nous commencerons d'ailleurs par l'étude des (O-C) des positions des satellites galiléens avec des modèles planétaire et satellitaire donnés : selon l'utilisation de plusieurs catalogues d'étoiles, nous déterminerons lequel devra être préféré dans le cadre de l'analyse des observations de type USNO. Nous comparerons ensuite notre méthode de réduction par rattachement et d'anciennes méthodes de mesure adaptées aux plaques en question. Enfin et au-delà de la présentation des résultats de référence, nous proposerons une étude approfondie des plus récentes éphémérides satellitaires et planétaires, pour en estimer la précision externe réelle. Pour terminer, nous effectuerons un ajustement du meilleur modèle des satellites galiléens aux observations USNO et nous calculerons les positions observées de Jupiter depuis celles de ses satellites.

6.1 Choix d'un catalogue d'étoiles de référence

L'ensemble des numérisations USNO a été analysé avec notre méthode d'identification par superposition d'un champ virtuel, qui nous a permis de recenser : 18235 étoiles UCAC2, 17191 étoiles Tycho-2, 15101 étoiles UCAC3 et moins de 2500 étoiles Hipparcos. Dans le but de produire les positions astrométriques les plus justes des satellites galiléens et d'après ces chiffres, il apparaîtrait que le catalogue UCAC2 soit à privilégier car il propose le plus grand nombre de références stellaires sur nos champs et donc un étalonnage *a priori* plus précis. Par ailleurs, le faible nombre d'étoiles Hipparcos disponibles ne nous a pas permis de réaliser une statistique fiable comme pour les trois autres catalogues; les comparatifs proposés seront donc réalisés uniquement depuis les références Tycho-2, UCAC2 et UCAC3.

6.1.1 Données théoriques - Erreurs de zones en μ_α et μ_δ

Nous avons tout d'abord établi un moyen pertinent de mettre en évidence les erreurs de zones d'un catalogue d'étoiles et ce, dans le but de déterminer si depuis ses données de réalisation, l'un des trois catalogues Tycho-2, UCAC2 ou UCAC3 devait être favorisé pour notre analyse. La méthode utilisée consiste à décomposer chacun des catalogues en zones de 0.2 deg^2 , à l'intérieur desquelles nous moyennons indépendamment les mouvements propres μ_α et μ_δ théoriques des étoiles référencées. Nous projetons ensuite les résultats $\overline{\mu_\alpha}$ et $\overline{\mu_\delta}$ sur la sphère céleste, pour estimer les variations moyennes de mouvements propres d'une zone à l'autre du ciel, sous couvert que deux espaces adjacents ne doivent pas présenter d'écarts prononcés sur ces données. Roeser et al. (2010) utilisent un procédé analogue pour la qualification du catalogue PPMXL et la comparaison avec des précédents. Les Figures 6.1, 6.2 et 6.3 présentent nos résultats pour les catalogues d'étoiles Tycho-2, UCAC2 et UCAC3.

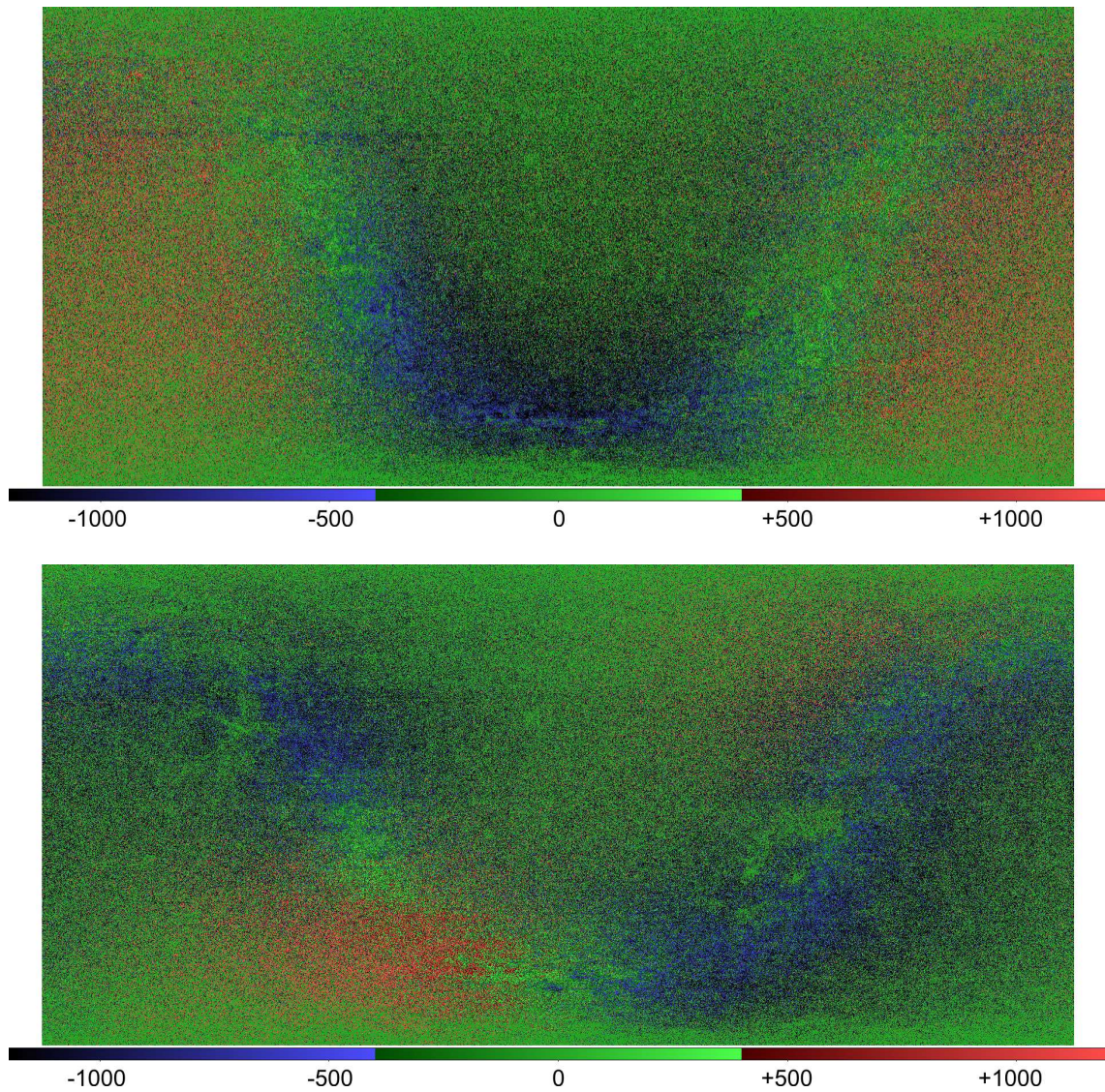


Figure 6.1 – Moyennes théoriques sur la sphère céleste des mouvements propres Tycho-2, en ascension droite (haut) et déclinaison (bas), en 0.01 mas/an.

Malgré une densité réduite par comparaison avec les catalogues UCAC2 et UCAC3, nous remarquons que les données Tycho-2 permettent de couvrir l'ensemble du ciel en ascension droite et déclinaison. Les moyennes théoriques des mouvements propres, réalisées par zones de 0.2 deg^2 sur la sphère céleste, sont comprises entre -15 mas/an et $+15 \text{ mas/an}$. De plus, nous ne pouvons pas déceler de discontinuités évidentes entre les différentes zones utilisées, gage de la précision de réalisation du catalogue. Nous relevons visuellement les signaux correspondant à la projection de la voie lactée sur nos plans.

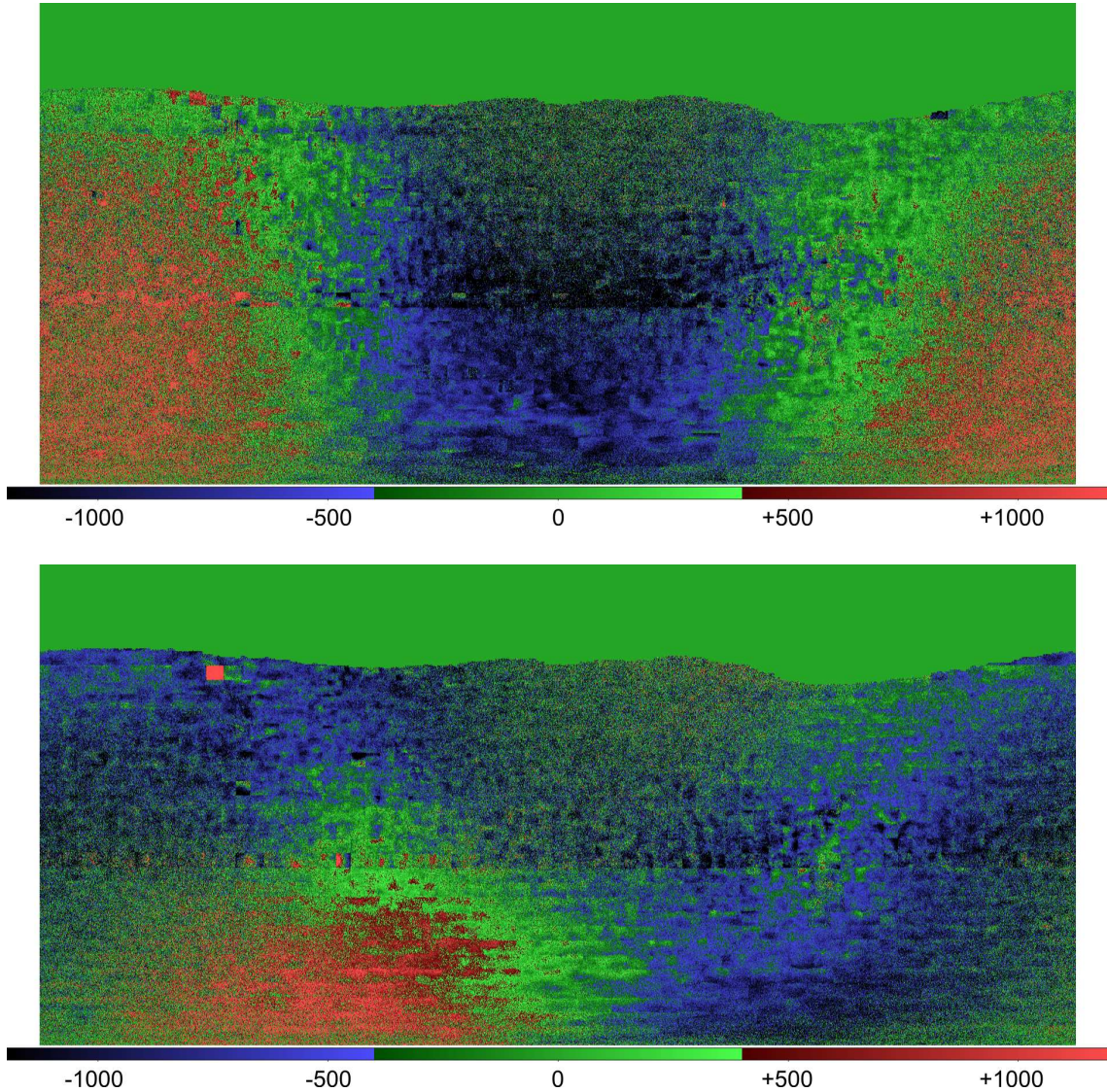


Figure 6.2 – Moyennes théoriques sur la sphère céleste des mouvements propres UCAC2, en ascension droite (haut) et déclinaison (bas), en 0.01 mas/an.

Malgré une densité élevée, nous remarquons que les données du catalogue UCAC2 ne permettent pas de couvrir l'ensemble du ciel en ascension droite et déclinaison. Ce résultat est d'ailleurs cohérent avec la définition même de l'outil par ses auteurs, précisant que les étoiles qui le composent ont une déclinaison moyenne maximale de $+40^\circ$, pouvant aller jusqu'à $+52^\circ$ localement (Zacharias et al., 2004). Les moyennes théoriques des mouvements propres, réalisées par zones de 0.2 deg^2 sur la sphère céleste, sont comprises entre -15 mas/an et $+15 \text{ mas/an}$. Comme précédemment, nous ne pouvons pas déceler de discontinuités évidentes entre les différentes zones utilisées, gage de la précision de réalisation du catalogue. Nous pouvons toutefois remarquer que les mouvements propres moyens en ascension droite sont généralement négatifs pour les étoiles telles que $100^\circ \leq \alpha \leq 270^\circ$; les mouvements propres moyens en déclinaison sont généralement négatifs, sauf pour la zone telle que $15^\circ \leq \alpha \leq 170^\circ$ et $-90^\circ \leq \delta \leq -30^\circ$. Ces signaux correspondent à la projection de la voie lactée sur nos plans.

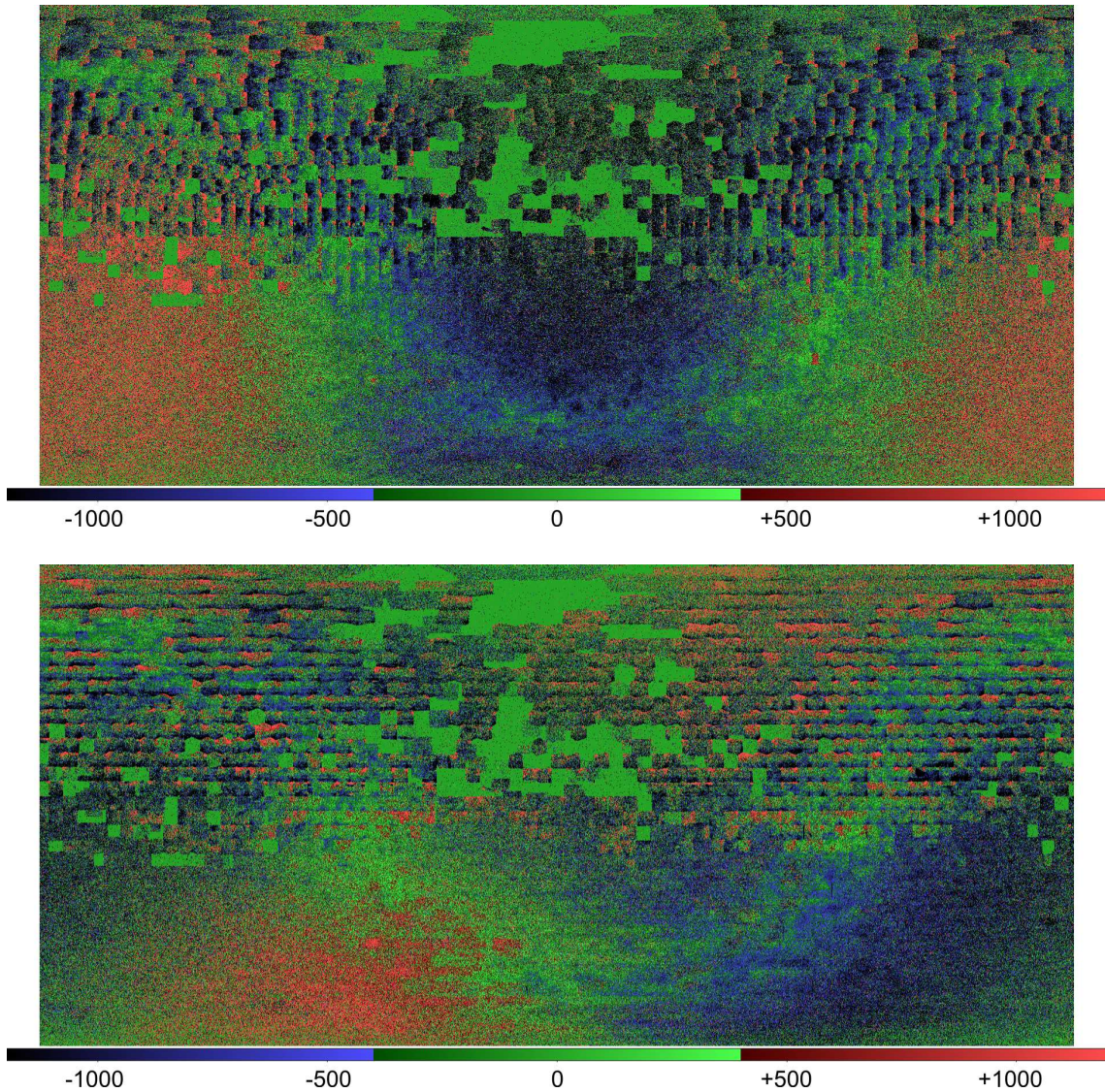


Figure 6.3 – Moyennes théoriques sur la sphère céleste des mouvements propres UCAC3, en ascension droite (haut) et déclinaison (bas), en 0.01 mas/an.

Le catalogue UCAC3 permet d'allier une densité élevée et une couverture complète en ascension droite et déclinaison. Aussi a-t-il été produit dans le but d'affiner les données UCAC2 dans l'hémisphère sud et proposer une couverture complète dans l'hémisphère nord. Nous pouvons d'ailleurs vérifier que les moyennes théoriques des mouvements propres de l'hémisphère sud présentent un bon compromis entre les catalogues Tycho-2 et UCAC2 ; la couverture du ciel est effectivement totale. Les moyennes théoriques des mouvements propres, réalisées par zones de 0.2 deg^2 sur la sphère céleste, sont comprises entre -15 mas/an et $+15 \text{ mas/an}$. Cela étant, l'hémisphère nord affiche une dégradation certaine : la Figure 6.3 laisse apparaître de nombreux artéfacts qui traduisent de multiples discontinuités évidentes entre des zones adjacentes du ciel que nous avons définies. Ces artéfacts sont ici typiques d'erreurs de zones et donc d'imprécisions de réalisation. Ils sont en partie expliqués par l'introduction de positions d'étoiles faibles et/ou dont les mesures sont imprécises, issues principalement de la réduction astrométrique d'anciennes plaques de Schmidt (Zacharias et al., 2010 ; Zacharias, Communication privée, 2011). Ainsi la représentation proposée démontre à elle seule pourquoi la réduction astrométrique des observations USNO

des satellites galiléens, avec le catalogue UCAC3, n'est pas judicieuse. En effet et comme la moitié des observations étudiées ont été réalisées lorsque Jupiter était dans l'hémisphère nord, de trop grandes incertitudes sur les mouvements propres des étoiles alors considérées impliquent que ces références ne peuvent être utilisées pour un étalonnage précis. Les positions théoriques que nous calculons à une date d'observation sont d'autant plus faussées que les données de mouvements propres sont erronées. Cela justifie pourquoi le nombre d'étoiles UCAC3, recensées d'après notre procédure d'identification, est bien inférieur au nombre d'étoiles Tycho-2 ou UCAC2 retenues.

L'analyse des Figures 6.1, 6.2 et 6.3 ne permet pas de déterminer lequel des trois catalogues d'étoiles, en particulier, doit être préféré. Toutefois, ce premier comparatif laisse supposer que les résultats obtenus par la réduction astrométrique des observations USNO, selon l'utilisation des catalogues Tycho-2 et UCAC2, seront plus pertinents que ceux obtenus par la réduction astrométrique avec le catalogue UCAC3.

6.1.2 Comparaison des observations USNO des satellites galiléens selon les catalogues utilisés

Nous avons réduit les observations USNO avec les catalogues Tycho-2, UCAC2, et UCAC3; les (O-C) présentés ont été déterminés à théorie planétaire et éphéméride satellitaire données, soit en utilisant la théorie INPOP10 (Fienga et al., 2010) et l'éphéméride L2 (Lainey et al., 2009). Pour chaque satellite galiléen, les Tables 6.1, 6.2 et 6.3 proposent les données intersatellites et équatoriales des statistiques Tycho-2, UCAC2 et UCAC3 que sont : les nombres de positions retenues, ainsi que les moyennes des (O-C) et leurs dispersions correspondantes, en ascension droite et déclinaison. Précisons que les positions intersatellites sont rapportées au barycentre des satellites observés.

	JI	JII	JIII	JIV	Total
Positions intersatellites / Tycho-2	1094	1127	1204	1177	4602
Positions (RA, Dec) / Tycho-2	1100	1137	1210	1187	4634
Positions intersatellites / UCAC2	1096	1128	1206	1179	4609
Positions (RA, Dec) / UCAC2	1104	1140	1213	1193	4650
Positions intersatellites / UCAC3	791	846	871	857	3365
Positions (RA, Dec) / UCAC3	797	858	875	870	3400

Table 6.1 – Nombres de positions intersatellites et (RA, Dec) USNO des satellites galiléens que nous pouvons obtenir selon l'utilisation des catalogues Tycho-2, UCAC2 et UCAC3.

Il apparaît que l'utilisation du catalogue UCAC2 propose les plus grands nombres de positions intersatellites et équatoriales retenues. Nous remarquons qu'il ne réside cependant pas de différences significatives avec l'utilisation du catalogue Tycho-2 : les écarts relevés sont respectivement de 0.15% et 0.34%. D'un autre côté et concernant le catalogue UCAC3, nous relevons une diminution de près de 27% des deux nombres de positions retenues. Ce dernier chiffre confirme d'ailleurs notre hypothèse du précédent comparatif, d'après laquelle les réductions astrométriques réalisées selon l'utilisation des catalogues Tycho-2 et UCAC2 sont plus pertinentes. En effet et comme nous l'avons évoqué, de trop grandes incertitudes sur les mouvements propres d'une étoile impliquent que la référence ne peut être utilisée pour un étalonnage précis. L'hémisphère nord du catalogue UCAC3 étant sujet à des erreurs de zones en mouvements propres, nous avons identifié bien moins de ses étoiles que pour les catalogues Tycho-2 et UCAC2.

	$(O - C)_{\alpha \cos \delta}$	$\sigma_{\alpha \cos \delta}$	$(O - C)_{\delta}$	σ_{δ}
JI / Tycho-2	-3.1	33.2	9.1	33.7
JII / Tycho-2	2.4	34.0	-3.1	33.6
JIII / Tycho-2	0.5	34.3	4.5	37.6
JIV / Tycho-2	0.1	39.8	-10.8	41.2
Moyenne / Tycho-2	0.0	35.6	0.0	37.4
JI / UCAC2	-3.1	33.4	8.5	32.9
JII / UCAC2	3.3	34.3	-3.6	33.2
JIII / UCAC2	0.3	34.6	4.9	37.5
JIV / UCAC2	-0.6	41.3	-9.5	40.3
Moyenne / UCAC2	0.0	36.2	0.0	36.9
JI / UCAC3	-3.2	34.0	6.9	33.1
JII / UCAC3	6.2	37.8	-3.5	33.8
JIII / UCAC3	-2.3	37.8	7.3	36.1
JIV / UCAC3	-0.8	46.1	-10.4	39.5
Moyenne / UCAC3	0.0	39.5	0.0	36.6

Table 6.2 – Moyennes et dispersions des (O-C) des positions intersatellites USNO des satellites galiléens, selon l'utilisation des catalogues Tycho-2, UCAC2 et UCAC3, en mas.

	$(O - C)_{\alpha \cos \delta}$	$\sigma_{\alpha \cos \delta}$	$(O - C)_{\delta}$	σ_{δ}
JI / Tycho-2	-1.9	71.2	43.8	76.9
JII / Tycho-2	4.0	71.3	33.6	76.1
JIII / Tycho-2	1.4	74.3	39.2	82.1
JIV / Tycho-2	-0.7	70.4	25.1	77.2
Moyenne / Tycho-2	0.7	71.9	35.4	78.5
JI / UCAC2	1.0	68.2	43.2	75.1
JII / UCAC2	6.2	69.0	32.1	73.4
JIII / UCAC2	3.5	72.3	39.0	79.4
JIV / UCAC2	1.8	69.2	25.0	76.0
Moyenne / UCAC2	3.1	69.7	34.7	76.4
JI / UCAC3	2.0	74.1	62.0	75.1
JII / UCAC3	9.3	75.8	51.6	76.7
JIII / UCAC3	0.0	80.0	59.3	78.9
JIV / UCAC3	-0.7	80.5	44.0	77.5
Moyenne / UCAC3	2.6	77.8	54.1	77.4

Table 6.3 – Moyennes et dispersions des (O-C) des positions (RA, Dec) USNO des satellites galiléens, selon l'utilisation des catalogues Tycho-2, UCAC2 et UCAC3, en mas.

Il est tout d'abord à noter que les données des statistiques intersatellites et équatoriales UCAC3 diffèrent de quelques mas à plusieurs dizaines de mas des données correspondantes Tycho-2 et UCAC2. Or nous ne considérerons pas les écarts relevés comme significatifs, dès lors que la statistique UCAC3 est réalisée depuis un nombre de références stellaires bien inférieur. Une analyse à ce niveau n'étant pas pertinente, les comparatifs proposés seront donc réalisés uniquement depuis les références Tycho-2 et UCAC2.

Selon les données des statistiques intersatellites, nous relevons de faibles écarts entre les réductions astrométriques Tycho-2 et UCAC2. Les différences maximales en ascension droite et déclinaison sont respectivement de 0.9 mas et 1.3 mas pour les (O-C) moyens indi-

viduels, et de 1.5 mas et 0.9 mas pour les dispersions. Qu'il s'agisse des réductions Tycho-2 ou UCAC2, les (O-C) moyens individuels sont tour à tour et deux à deux meilleurs ; aucune tendance ne peut être dégagée. D'ailleurs leurs moyennes des (O-C) moyens sont en toute évidence nulles et identiques en ascension droite et déclinaison, ce qui laisse supposer que le passage aux coordonnées intersatellites satellite/barycentre a permis de minimiser, sur notre période, les erreurs systématiques introduites par l'utilisation de chacun des deux catalogues considérés. Dans ce cas et comme les mêmes étoiles de référence sont utilisées dans la solution astrométrique, un éventuel décalage du point de mesure ("zero-point offset") en coordonnées équatoriales peut être éliminé. Les dispersions Tycho-2 sont systématiquement meilleures en ascension droite ; les dispersions UCAC2 sont systématiquement meilleures en déclinaison. Nous pouvons alors envisager le fait que, sur notre intervalle de temps, les erreurs aléatoires et/ou à courte période du catalogue Tycho-2 soient mieux contenues en ascension droite ; et que les erreurs aléatoires et/ou à courte période du catalogue UCAC2 soient mieux contenues en déclinaison. À titre indicatif, les moyennes des dispersions Tycho-2 et UCAC2 sont toutes deux de 36.5 mas ; ces chiffres confirment l'impossibilité de dégager une quelconque tendance. Cela étant, les moyennes des dispersions UCAC2 présentent une meilleure homogénéité en ascension droite et déclinaison (écartement de 0.7 mas) que les données correspondantes Tycho-2 (écartement de 1.8 mas). Nous pouvons donc supposer que sur nos 30 ans d'observations, les erreurs aléatoires et/ou à courte période de ce premier catalogue sont mieux compensées.

Selon les données des statistiques (RA, Dec), nous relevons des écarts relativement plus forts entre les réductions astrométriques Tycho-2 et UCAC2. Les différences maximales en ascension droite et déclinaison sont respectivement de 2.5 mas et 1.5 mas pour les (O-C) moyens individuels, et de 3.0 mas et 2.7 mas pour les dispersions. Les différences moyennes correspondantes sont respectivement de 2.4 mas et 0.7 mas pour les moyennes des (O-C) moyens, et de 2.2 mas et 2.1 mas pour les moyennes des dispersions. Ainsi, nous pouvons principalement remarquer que l'utilisation du catalogue d'étoiles UCAC2 propose les meilleurs résultats car la moyenne de ses (O-C) moyens en déclinaison, mais aussi les moyennes de ses dispersions en ascension droite et déclinaison, sont systématiquement inférieures en grandeur aux données correspondantes Tycho-2. Une première indication quant au choix du catalogue d'étoiles UCAC2 pourrait ici être rencontrée ; néanmoins ce résultat n'est pas valable concernant la moyenne des (O-C) moyens en ascension droite, ce qui laisse supposer l'introduction d'une erreur systématique supplémentaire de 2.4 mas. Ajoutons que dans les deux cas ici en question, les contributions statistiques annexes, c'est-à-dire les contributions des erreurs des éphémérides planétaire et satellitaire, et de la mesure sont identiques sur la période concernée. Une différence rencontrée à ce niveau est donc essentiellement due aux caractéristiques propres des catalogues car les données équatoriales sont directement affectées par leurs incertitudes et erreurs systématiques notamment. Nous avons réduit des sous-ensembles d'observations avec ces mêmes catalogues ; les moyennes des (O-C) moyens restent stables et l'écart est conservé. Un tel constat traduit ici deux faits sur notre période : l'erreur systématique moyenne Tycho-2 est bien inférieure à 1 mas, ce qui est cohérent avec la donnée théorique correspondante (Hog et al., 2000) ; et l'erreur systématique moyenne UCAC2 est inférieure à 5 mas. Nous relevons alors un écart entre cette dernière estimation et la donnée de Zacharias et al. (2004) selon laquelle les erreurs systématiques UCAC2 sont comprises entre 5 mas et 10 mas. Or selon ses auteurs, l'évaluation théorique est réalisée sur l'ensemble des étoiles référencées ; et dans notre cas, nous moyennons les effets sur une période de près de 30 ans et qui plus est, sur des portions très réduites des hémisphères nord et sud. Dans ces conditions, il est évident que notre estimation de l'erreur systématique moyenne sera sous-évaluée. Enfin et

qu'il s'agisse des statistiques Tycho-2 ou UCAC2, l'erreur en déclinaison ne peut être interprétée aussi aisément en raison d'un biais qui sera discuté par la suite. Nous supposons à juste titre que les erreurs systématiques moyennes Tycho-2 et UCAC2 sont au maximum du même ordre de grandeur respectif sur cette dimension (Hog et al., 2000; Zacharias et al., 2003, 2004).

Plus généralement, la grandeur des écarts relevés pourra être relativisée car une précision de 4 mas sur 30 années de mesures n'a encore jamais été atteinte depuis l'analyse d'observations anciennes. En ce sens, nous pouvons affirmer que les statistiques Tycho-2 et UCAC2 restent très similaires. Ce résultat est d'ailleurs cohérent avec les conclusions de Chesley et al. (2010) selon qui, les données Tycho-2 et UCAC2 sont à long terme "comparables" en précision et exactitude. Aussi, nous vérifions que la précision externe des catalogues Tycho-2 et UCAC2 est effectivement analogue sur notre période.

Au vu des statistiques proposées en Tables 6.2 et 6.3, et principalement des (O-C) et dispersions équatoriales, nous supposons que l'utilisation du catalogue d'étoiles UCAC2 permet de produire les données les plus précises sur notre période de 30 ans. Nous avons ainsi cherché à confirmer ce résultat, voire confirmer une analogie des données Tycho-2 et UCAC2, pour des intervalles de temps plus restreints. Comme les observations USNO des satellites galiléens ont été réalisées lorsque la planète Jupiter était proche de l'opposition, nous avons déterminé pour ces dates et pour les deux catalogues d'étoiles en question, la dispersion des (O-C) des positions (RA, Dec) de chacun des satellites. Dans un souci de simplification, la Figure 6.4 et la Table 6.4 présentent les moyennes des dispersions, selon l'année d'opposition, des (O-C) des positions USNO des quatre satellites simultanément. Ces moyennes sont représentatives des mesures individuelles.

Nous pouvons alors remarquer et ce, contre toute attente, qu'il ne peut être dégagé aucune tendance : les dispersions par oppositions des deux catalogues, en ascension droite et déclinaison, semblent évoluer aléatoirement l'une par rapport à l'autre. Nous nous attendions d'ailleurs au fait que la variation de ces données soit directement fonction du temps, ou plus précisément de l'éloignement de la date d'opposition des époques de référence moyennes Tycho-2 et UCAC2 ; aucune information ne va dans ce sens. Nous pouvons uniquement constater des écarts allant de quelques mas à plusieurs dizaines de mas selon les dates proposées. Aucune indication ne permet de déterminer si l'un des deux catalogues doit être préféré ; aucune indication ne permet de confirmer une quelconque analogie des résultats.

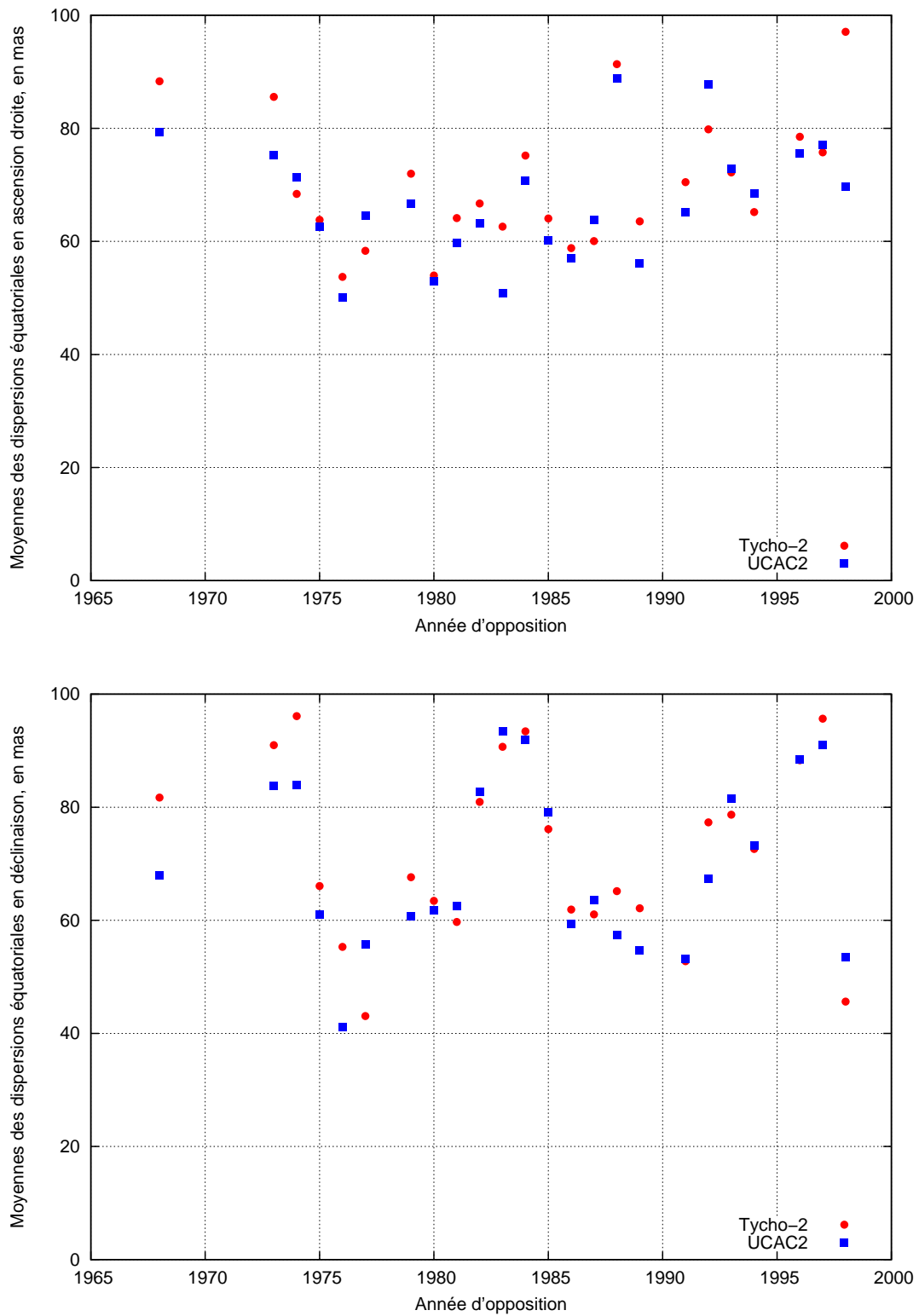


Figure 6.4 – Moyennes des dispersions équatoriales des (O-C) des positions USNO des satellites galiléens, en ascension droite (haut) et déclinaison (bas), en fonction des années d'oppositions de Jupiter.

Année	Tycho-2		UCAC2		Année	Tycho-2		UCAC2	
	$\overline{\sigma_{\alpha \cos \delta}}$	$\overline{\sigma_{\delta}}$	$\overline{\sigma_{\alpha \cos \delta}}$	$\overline{\sigma_{\delta}}$		$\overline{\sigma_{\alpha \cos \delta}}$	$\overline{\sigma_{\delta}}$	$\overline{\sigma_{\alpha \cos \delta}}$	$\overline{\sigma_{\delta}}$
1968	88.3	81.7	79.3	67.9	1985	64.0	76.1	60.1	79.2
1973	85.6	91.0	75.3	83.7	1986	58.8	61.9	57.0	59.4
1974	68.4	96.1	71.3	83.9	1987	60.0	61.0	63.8	63.6
1975	63.8	66.1	62.6	60.9	1988	91.3	65.2	88.8	57.4
1976	53.7	55.3	50.1	41.1	1989	63.5	62.1	56.1	54.6
1977	58.3	43.1	64.5	55.7	1991	70.5	52.8	65.2	53.2
1979	72.0	67.6	66.6	60.7	1992	79.8	77.3	87.7	67.3
1980	54.0	63.4	52.9	61.8	1993	72.2	78.7	72.9	81.5
1981	64.1	59.7	59.7	62.5	1994	65.2	72.6	68.5	73.2
1982	66.7	80.9	63.1	82.6	1996	78.5	88.3	75.6	88.4
1983	62.6	90.7	50.9	93.4	1997	75.7	95.7	77.0	91.0
1984	75.2	93.4	70.7	91.9	1998	97.0	45.6	69.6	53.4

Table 6.4 – Moyennes des dispersions équatoriales des (O-C) des positions USNO des satellites galiléens, en fonction des années d’oppositions de Jupiter, en mas.

La question qui se pose alors est : comment deux catalogues d’étoiles peuvent-ils contribuer à produire des résultats similaires sur 30 ans d’observations, tout en étant différents à plus court terme soit dans le cas présent, par années d’oppositions ? Précisons tout d’abord que certaines données présentées en Figure 6.4 et Table 6.4 ne sont pas statistiques au sens propre du terme, car déterminées depuis un nombre d’observations limité. Par exemple, les dispersions de l’opposition de 1980 ont été calculées depuis 30 observations, ce qui est insuffisant pour produire une statistique fiable ; ce chiffre pourra être opposé aux dispersions de l’opposition de 1984 calculées depuis 134 observations. Cela étant, nous n’avons pas pu établir de lien entre le nombre d’observations utilisées et les écarts de dispersions relevés. L’hypothèse selon laquelle les données des statistiques Tycho-2 et UCAC2 déterminées depuis un nombre restreint d’observations seraient les plus divergentes, n’est pas vérifiée. De la même manière, l’hypothèse selon laquelle les données des statistiques déterminées depuis un grand nombre d’observations seraient les plus concordantes, n’est pas vérifiée non plus. D’autre part, il est tout aussi important de rappeler que les nombres et caractéristiques propres (positions, erreurs, époques) des étoiles de référence Tycho-2 et UCAC2 sont différents et ce, pour chaque réduction astrométrique. En ce sens, les solutions proposées peuvent évidemment diverger dès lors que les références utilisées ne sont pas en même nombre et/ou de caractéristiques strictement identiques : les étalonnages et donc les constantes de plaques sont différents. Enfin, les deux catalogues restent affectés par des erreurs systématiques, périodiques et aléatoires distinctes, lesquelles sont pleinement exprimées à court terme. Un jeu de résultats biaisés parmi quelques dizaines d’observations peut en toute évidence participer à la dégradation de la statistique associée. Aussi et pour expliquer les différences relevées par oppositions, nous supposons que des irrégularités ponctuelles sont induites par une contribution complexe des causes citées. La particularité étant que les différences des nombres et caractéristiques des étoiles dans les solutions astrométriques, les erreurs dans leur ensemble, se moyennent dès lors que nous augmentons le nombre d’observations avec le temps. Cette hypothèse justifie parallèlement les divergences des mesures par oppositions, ainsi que les analogies sur 30 ans d’observations (exprimées en Tables 6.2 et 6.3) et la cohérence de ces résultats avec les conclusions de Chesley et al. (2010). Malgré cela, nous avons préféré le catalogue UCAC2 car :

- il permet l’identification et le référencement du plus grand nombre d’étoiles et donc du maximum d’information disponible pour un étalonnage *a priori* plus complet ;

- les moyennes de ses dispersions intersatellites sont plus homogènes sur notre période de 30 ans ;
- ses dispersions équatoriales sont meilleures de 2 mas sur notre période de 30 ans.

Par conséquent, le catalogue UCAC2 est l'outil de référence que nous avons choisi d'utiliser, dans le cadre de notre étude des observations USNO.

6.1.3 Erreur observationnelle théorique

Nous disposons d'un indicateur théorique permettant d'estimer l'erreur observationnelle externe d'un ensemble d'observations, c'est-à-dire la contribution moyenne des erreurs introduites par la mesure et l'utilisation d'un catalogue d'objets de référence. Cet indicateur fut utilisé, entre autres, par Land (1944) et van de Kamp (1967) concernant la précision des observations réalisées avec le réfracteur Sproul, par Josties et al. (1978) et Pascu et al. (1990) pour le réfracteur 26-inch de l'USNO, ou encore par Schlesinger (1937) pour les instruments de Allegheny, McCormick et Yale. D'ailleurs et selon les outils de mesure de ces époques, l'erreur observationnelle externe calculée était comprise entre 50 mas et 60 mas. Nous proposons donc de démontrer, par l'utilisation de ce même indice, que la précision observationnelle actuelle est évidemment meilleure en vertu des nouvelles techniques de mesure et outils de référence, mais aussi confirmer empiriquement le choix du catalogue d'étoiles UCAC2 pour notre étude. Par hypothèse, l'incertitude e_T introduite sur les positions individuelles (x, y) et (α, δ) d'un objet p , proche du centre optique d'une plaque photographique, est estimée par :

$$e_T^2 = \frac{e_{*c}^2 + S^2 e_{*o}^2}{n - m} + S^2 e_{po}^2 \quad (6.1)$$

Avec e_{*c} l'erreur moyenne théorique des étoiles de référence, en secondes de degré ; e_{*o} l'erreur moyenne mesurée des étoiles de référence, en mm ; e_{po} l'erreur mesurée de l'objet p , en mm ; S est le facteur d'échelle, en arcsecondes/mm. n est le nombre d'étoiles de référence et m le nombre de constantes de plaque ajustées lors de la réduction astrométrique. Le premier membre de l'équation 6.1 traduit l'erreur du repère de référence (mesure et catalogue), tandis que le second membre représente, lui, l'erreur de mesure de l'objet p . Il est ainsi important de préciser que nous parlons ici d'un "indicateur" dans le sens où la formulation utilisée ne prend pas en compte les erreurs de zones du catalogue de référence ni la totalité des imprécisions dues à la qualité de visibilité du ciel. Plus particulièrement dans ce dernier cas, un seeing de mauvaise qualité aura pour conséquence directe de dégrader les termes e_{*o} et e_{po} , mais aussi les positions mesurées des objets. Ces erreurs de positionnement ne sont pas introduites ici. La donnée e_T traduit alors une précision observationnelle moyenne théorique sous-évaluée, mais somme toute pertinente dans le cadre d'une comparaison empirique entre différents catalogues de référence pour un instrument et une procédure de mesure donnés.

	e_{*c} (mas)	e_{*o} (μm)	e_{po} (μm)	e_T (mas)
Tycho-2	35	0.6	0.3	20
UCAC2	14	0.6	0.3	12

Table 6.5 – Erreurs théoriques observationnelles de l'ensemble des observations USNO des satellites galiléens, selon l'utilisation des catalogues Tycho-2 et UCAC2.

Les résultats Tycho-2 et UCAC2 sont donnés en Table 6.5. Nous pouvons tout d'abord remarquer que le terme e_{*c} UCAC2 est inférieur au terme correspondant Tycho-2. Cela traduit le fait que les précisions internes sur les positions et mouvements propres UCAC2 sont meilleures, principalement en vertu des méthodes et technologies utilisées pour sa réalisation. D'autre part, les termes e_{*o} et e_{po} sont identiques dans les deux cas : l'erreur moyenne mesurée des étoiles de référence et l'erreur moyenne mesurée de l'objet p sont analogues car le même procédé de mesure est utilisé. Nous avons assimilé cette dernière donnée à la moyenne des erreurs mesurées des satellites galiléens ; le facteur 2 entre les termes e_{*o} et e_{po} est purement fortuit. Nous remarquons enfin que les termes e_T Tycho-2 et UCAC2 sont respectivement de 20 mas et 12 mas ; ponctuellement, c'est-à-dire par observations individuelles, ces termes peuvent varier de quelques mas à quelques dizaines de mas. Les termes moyens e_T mettent alors en évidence deux faits sur notre période : l'erreur observationnelle théorique de ces deux catalogues est meilleure que celle obtenue lors des précédentes mesures avec les outils de l'époque ; et l'erreur observationnelle théorique de UCAC2 étant la meilleure, nous pouvons confirmer notre choix préférentiel quant à son utilisation. Ce premier résultat est cohérent car les catalogues d'étoiles en question et les techniques de mesure utilisées (notamment automatiques) sont bien plus précises que les anciennes méthodes de mesure principalement manuelles et de référencement imprécises. Ce second résultat, bien que confirmant empiriquement notre choix, soulève une problématique supplémentaire. En effet, il apparaît désormais que le signal théorique UCAC2 doit être inférieur de 8 mas au signal correspondant Tycho-2 ; or cela est contradictoire avec les données présentées en Tables 6.2 et 6.3 depuis lesquelles nous avons démontré que les deux catalogues sont à long terme comparables en précision et exactitude. Les erreurs e_{*c} , e_{*o} et e_{po} sont absolues et les imprécisions dues au seeing, même sous-évaluées, sont identiques dans les deux cas ; la différenciation des résultats e_T est donc principalement due aux précisions internes respectives Tycho-2 et UCAC2. Cela étant, nous savons que la formulation de l'indicateur ici considéré est incomplète, car elle ne tient pas compte notamment des erreurs de zones des catalogues d'étoiles. Par déduction, nous pouvons donc supposer que seule l'introduction d'une telle incertitude sur les données UCAC2 peut permettre l'analogie recherchée. Aussi nous estimons, sur notre période, que le catalogue d'étoiles UCAC2 est affecté par une erreur moyenne participant à une perte de précision de l'ordre de 8 mas. Cette valeur est cohérente avec la donnée moyenne de Zacharias et al. (2004) estimée comme étant inférieure à 15 mas.

Nous avons précédemment établi que les catalogues d'étoiles Tycho-2 et UCAC2 sont comparables en termes de précision et exactitude. La quantification des erreurs observationnelles théoriques n'implique pas de remettre en question ce résultat ni même le choix du catalogue d'étoiles à utiliser : le catalogue UCAC2 reste le plus précis. D'autre part, nous devons rappeler une nouvelle fois que l'erreur ici discutée est incomplète et sous-évaluée ; nous nous attacherons donc, dans une prochaine section, à déterminer l'erreur observationnelle "vraie". Nous démontrerons d'ailleurs que la valeur de 20 mas devra être augmentée ; en effet, nous tiendrons compte des erreurs de seeing et donc de positionnement, des erreurs de zones et aléatoires du catalogue UCAC2, et du fait que les satellites sont éloignés du centre optique considéré. Enfin et comme les résultats sont ponctuellement très différents selon l'utilisation des références Tycho-2 et UCAC2, nous envisageons que les deux ensembles de données puissent être utilisés indépendamment pour l'ajustement d'une théorie des satellites galiléens aux observations USNO.

6.2 Comparaison avec d'anciennes méthodes de réduction

Certaines des observations USNO des satellites galiléens de 1973 et 1974 ont été étudiées par le passé : une première fois manuellement à l'aide d'une machine à mesurer MANN et une seconde fois automatiquement à l'aide d'un scanner PDS (Arlot, 1980, 1982). Les réductions astrométriques avaient alors été réalisées selon les méthodes du trail-scale ou par rattachement à un catalogue secondaire. Une comparaison de nos résultats avec ces précédents nous permettrait donc d'apprécier la justesse et la précision de la procédure d'analyse que nous avons développée. Cependant, une grande partie des données nécessaires à une comparaison complète et qui avaient été utilisées pour ces premières études ne sont plus disponibles ; c'est pourquoi les comparatifs présentés ont été établis depuis des plaques photographiques dites "test" que nous supposons représentatives de la collection USNO, et non sur des ensembles plus conséquents d'observations.

6.2.1 Stabilité de mesure

Nous proposons tout d'abord de comparer la stabilité des mesures DAMIAN/SExtractor à celles des précédentes méthodes. Comme les positions PDS mesurées sur plaque ne sont plus accessibles aujourd'hui, ce comparatif sera uniquement réalisé depuis les mesures automatiques DAMIAN/SExtractor et manuelles MANN.

Dans cet objectif, nous avons analysé différentes observations successives USNO ; nous proposons ainsi de présenter les résultats obtenus depuis l'étude des plaques photographiques test n°0306 et n°0307, n°0326 et n°0327, et n°0336 et n°0337. Chaque paire de plaques fut réalisée au cours d'une même nuit, respectivement en septembre, octobre et novembre 1974. Plus précisément, nous avons déterminé, pour chaque observation, les distances intersatellites JI-JII, JI-JIII et JI-JIV ; les (O-C) et dispersions σ_s associées sont calculés en utilisant les séparations intersatellites L2. Nous supposons d'ailleurs que l'erreur d'éphéméride satellitaire est constante durant le court intervalle de temps nécessaire à la réalisation des observations successives considérées. En conséquence, les dispersions σ_s des séparations intersatellites doivent elles aussi rester constantes pour chaque paire de plaques. De plus et si le mouvement orbital des satellites galiléens est dépourvu d'erreurs, les écarts éventuels entre les dispersions de chaque paire seront principalement dus à des erreurs cumulées de la mesure et des variations de la qualité de visibilité du ciel, d'une exposition à l'autre. La Table 6.6 présente ces résultats.

Plaque photographique		Dispersion σ_s des séparations intersatellites					
		0306	0307	0326	0327	0336	0337
JI-JII	(a)	55	91	96	67	40	69
	(b)	30	30	66	62	20	32
JI-JIII	(a)	49	43	91	102	65	-
	(b)	22	23	59	57	48	-
JI-JIV	(a)	58	64	118	102	64	54
	(b)	11	14	66	64	49	51

Table 6.6 – Dispersion des séparations intersatellites déterminées depuis des observations successives USNO, selon les mesures manuelles MANN (a) et automatiques DAMIAN/SExtractor (b), en mas.

Nous pouvons remarquer que les différences par paires des dispersions intersatellites MANN sont en moyenne de l'ordre de 18 mas ; tandis que ces mêmes différences DAMIAN/SExtractor sont en moyenne de l'ordre de 3 mas, soit d'un facteur 6 meilleures. Pour cette estimation, nous n'avons pas tenu compte des positions du satellite Ganymède (JIII) sur la plaque n°0337 ; en effet, une élongation prononcée de la forme de l'objet dégrade ici sa détermination et donc la séparation intersatellite qui lui est dépendante. Les grandeurs et différences par paires des dispersions intersatellites MANN traduisent ici une instabilité et une imprécision évidentes au cours d'une même nuit, ce qui n'est pas le cas des mesures DAMIAN/SExtractor. Ce résultat est d'ailleurs cohérent, car il tend à démontrer que l'utilisation des nouvelles technologies est accompagnée de résultats plus stables et plus précis. À titre d'exemple, nous pouvons rappeler que nous avons estimé la précision de mesure DAMIAN à $0.077 \mu\text{m}$; la précision de mesure SExtractor est de l'ordre de quelques centièmes de micron. Il est clair qu'une mesure manuelle ne peut atteindre ces seuils. D'autre part, nous pouvons vérifier que la qualité de visibilité du ciel joue un rôle important dans la grandeur des mesures. En effet et si nous nous référons aux données de la Table 1.1 (chapitre 1.3 p.27), les qualités de seeing sont : VG pour les plaques n°0306 et n°0307, F pour les plaques n°0326 et n°0327, G pour la plaque n°0336 et F pour la plaque n°0337. D'une manière générale, la grandeur des mesures apparaît inversement proportionnelle à la qualité de visibilité du ciel, ce qui suppose une corrélation entre le seeing et la dégradation des résultats.

Enfin, il convient de préciser que les dispersions σ_s présentées ne sont pas pleinement significatives au sens statistique du terme : nous étudions ici six plaques en particulier, résultant en huit observations pour chaque mesure de dispersion. Cet outil reste néanmoins un indicateur intéressant quant à la qualité de mesure des satellites galiléens. Nous pouvons déduire de ce bref comparatif représentatif, que les mesures automatiques DAMIAN/SExtractor produisent bien évidemment des résultats plus stables et plus cohérents que ceux obtenus par l'utilisation de l'ancienne méthode de mesure manuelle MANN.

6.2.2 Comparaison avec la méthode du trail-scale

Selon l'objectif de comparer notre méthode de réduction astrométrique par rattachement aux étoiles du champ et la méthode du trail-scale, nous nous attacherons à l'étude de la plaque photographique USNO n°0326 de 1974. En effet, cette plaque a été principalement utilisée par le passé (Arlot, 1982) pour donner une première estimation de la précision de la méthode trail-scale ; d'ailleurs et pour ce comparatif, elle avait été mesurée selon les procédés manuel MANN et automatique PDS. Nous proposons donc, 29 ans plus tard, de compléter ce premier test avec nos résultats.

La Table 6.7 présente les (O-C) et dispersions intersatellites déterminés depuis les quatre observations de la plaque photographique USNO n°0326, selon une réduction trail-scale et par notre rattachement aux étoiles UCAC2 du champ. Rappelons d'ailleurs que cette première méthode ne permettait de calculer les positions des satellites galiléens que sous forme de coordonnées différentielles ; *a contrario*, notre méthode par rattachement aux étoiles du champ nous permet de déterminer des positions en ascension droite et déclinaison, desquelles nous pouvons déduire des données relatives. Aussi la Table 6.7 présente-elle les résultats sous forme de coordonnées tangentielles équatoriales satellite/satellite, en secondes de degré. De plus, les réductions passées auxquelles nous nous référons utilisaient principalement l'éphéméride satellitaire G-5 (Arlot, 1982) pour le calcul des (O-C) et dispersions correspondantes. Comme les positions PDS mesurées sur plaque ne sont

plus disponibles aujourd'hui, nous avons repris en l'état les données de la première étude (Arlot, 1982), que nous avons complétées en utilisant ce même modèle dans notre méthode de réduction par rattachement, de sorte que la comparaison proposée soit la plus juste.

Nous pouvons tout d'abord remarquer que la détermination des positions selon la méthode trail-scale PDS est en moyenne meilleure que la méthode trail-scale MANN. Cela étant, les moyennes des dispersions MANN en X et Y sont respectivement de l'ordre de 37 mas et 88 mas, contre 29 mas et 90 mas pour les dispersions PDS. Ces données, qui étaient alors utilisées pour caractériser les précisions de mesure, attestaient du fait que les mesures manuelles et microphotométriques étaient équivalentes.

Exposition	$(O - C)_X$					$(O - C)_Y$					
	1	2	3	4	σ_X	1	2	3	4	σ_Y	
JI-JII	(a)	-0.08	-0.06	0.00	-0.02	0.033	-0.08	0.15	0.23	0.17	0.118
	(b)	-0.04	-0.10	0.02	-0.04	0.044	-0.10	0.17	0.25	0.17	0.133
	(c)	0.01	0.05	0.03	0.00	0.018	-0.03	-0.02	0.03	0.00	0.020
JI-JIII	(a)	-0.17	-0.10	-0.19	-0.12	0.033	-0.29	-0.06	0.08	-0.06	0.133
	(b)	-0.12	-0.17	-0.08	-0.12	0.029	-0.33	-0.06	-0.04	-0.04	0.122
	(c)	0.06	0.06	0.04	0.01	0.019	-0.04	-0.07	-0.03	-0.03	0.017
JI-JIV	(a)	0.19	0.27	0.21	0.21	0.031	-0.15	0.19	0.17	0.06	0.131
	(b)	0.19	0.15	0.17	0.15	0.017	-0.10	0.27	0.29	0.19	0.158
	(c)	0.12	0.13	0.09	0.14	0.020	-0.04	0.03	0.02	0.05	0.037
JII-JIII	(a)	-0.08	-0.04	-0.19	-0.10	0.052	-0.21	-0.21	-0.15	0.23	0.031
	(b)	-0.08	-0.06	-0.10	-0.08	0.015	-0.23	-0.23	-0.29	-0.21	0.031
	(c)	0.05	0.01	0.01	0.01	0.017	-0.01	-0.05	-0.06	-0.03	0.020
JII-JIV	(a)	0.27	0.33	0.21	0.23	0.048	-0.06	0.04	-0.06	-0.10	0.054
	(b)	0.23	0.25	0.15	0.19	0.039	0.00	0.10	0.04	0.02	0.039
	(c)	0.11	0.08	0.06	0.14	0.030	-0.01	0.05	-0.05	0.05	0.042
JIII-JIV	(a)	0.35	0.37	0.39	0.33	0.023	0.15	0.25	0.08	0.12	0.060
	(b)	0.31	0.31	0.25	0.27	0.027	0.23	0.33	0.33	0.23	0.052
	(c)	0.06	0.07	0.05	0.13	0.031	0.00	0.10	0.01	0.08	0.044

Table 6.7 – (O-C) des positions tangentielles intersatellites de la plaque photographique USNO n°0326, en secondes de degré, selon les méthodes de réduction astrométrique trail-scale MANN (a), trail-scale PDS (b), et par rattachement aux étoiles UCAC2 du champ (c).

La détermination des positions selon notre méthode par rattachement aux étoiles UCAC2 du champ est meilleure, de plusieurs dizaines de mas, que les deux précédentes méthodes de mesure associées à une réduction trail-scale. Les moyennes des nouvelles dispersions déterminées sont respectivement de l'ordre de 23 mas et 30 mas en X et Y ; nous avons diminué les dispersions intersatellites, sur les observations de la plaque test USNO n°0326, d'un facteur pouvant atteindre 7.8. Nous pouvons donc déduire de ce bref comparatif représentatif que la méthode de réduction par rattachement aux étoiles du champ que nous avons développée, associée à la mesure des positions par le scanner DAMIAN et le programme Source Extractor, permet un étalonnage plus juste et plus précis des observations USNO. D'ailleurs et hormis le fait que les outils de mesure sont aujourd'hui plus fiables, une simple comparaison théorique des méthodes de réduction trail-scale et par rattachement aux étoiles du champ suffit à démontrer l'intérêt et donc les nouveaux avantages de cette dernière méthode. En effet et si nous reprenons le détail réalisé au chapitre 2.4.1 p.46, la réduction trail-scale suppose principalement que :

1. le centre du champ est assimilé au photocentre de Jupiter ;
2. les facteurs d'échelle sur les axes X et Y sont considérés égaux et invariants ;
3. le trail de la dernière exposition permet de déterminer l'orientation de l'équateur de la date et donc de l'axe X pour l'ensemble des observations d'une même plaque.

D'un autre côté et dans le cadre de la réduction par rattachement aux étoiles du champ que nous avons développée, nous supposons là aussi en première approximation que le centre du champ est assimilé au photocentre de Jupiter, à ceci près que sa position est réajustée après corrections physiques et instrumentales appropriées lors de la définition de la transformation $(x, y)_m \mapsto (X, Y)_{m,a}$. De plus, nous avons démontré que les facteurs d'échelles ρ_x et ρ_y déterminés par le rattachement ne sont pas égaux, ni invariants : ils évoluent en fonction de la période de l'année, soit de la température et sont ajustés en conséquence pour chaque observation indépendamment. Enfin, nous avons démontré que les orientations θ_x et θ_y déterminées par le rattachement sont là encore égales, mais nullement invariante pour les expositions d'une même plaque ; elles évoluent principalement en fonction des manipulations et sont ajustées pour chaque observation indépendamment.

Ces quelques points démontrent donc que notre méthode de réduction par rattachement aux étoiles du champ, indépendamment de l'utilisation des plus récents outils de mesure, améliore en tous points la méthode de réduction trail-scale. Outre le gain évident de précision, l'originalité de pouvoir réaliser une réduction astrométrique en atmosphère avec un modèle standard et l'utilisation d'une méthode approfondie et minutieuse (peu de paramètres sont libérés), la nouvelle possibilité de produire des positions (RA, Dec) des satellites galiléens en représente le principal avantage.

6.2.3 Comparaison avec la méthode par rattachement à un catalogue secondaire

Selon le dernier objectif de comparer notre méthode de réduction astrométrique par rattachement aux étoiles du champ et la méthode par rattachement à un catalogue secondaire, nous nous attacherons à l'étude de la plaque photographique USNO n°0216 de 1973. En effet, cette plaque a été principalement utilisée par le passé (Arlot, 1982) pour donner une première estimation de la précision de la méthode par rattachement à un catalogue secondaire ; d'ailleurs et pour ce comparatif, ses expositions avaient été mesurées par le procédé automatique PDS puis réduites avec 6 étoiles de référence (modèle d'ordre 1) et 7 étoiles de référence (modèles d'ordres 1 et 2). Nous proposons là aussi, 29 ans plus tard, de compléter ce premier test avec nos résultats.

La Table 6.8 présente les (O-C) et dispersions intersatellites déterminés depuis les quatre observations de la plaque photographique USNO n°0216, selon une réduction par rattachement à un catalogue secondaire et une réduction par rattachement aux étoiles UCAC2 du champ. Les résultats sont présentés sous forme de coordonnées tangentielles équatoriales satellite/Jupiter cette fois-ci, en secondes de degré. L'éphéméride satellitaire utilisée est là encore le modèle G-5 et comme les positions PDS mesurées sur plaque ne sont plus disponibles aujourd'hui, nous avons repris en l'état les données de la première étude (Arlot, 1982), que nous avons complétées en utilisant ce même modèle dans notre méthode de réduction. Précisons aussi que les dispersions renseignées dans la Table 6.8 sont notées σ_s^* : en effet, le calcul ne tient pas compte des positions du satellite Callisto (JIV), dont l'élongation prononcée dégrade ici sa détermination et donc les dispersions des (O-C). À cause de cette trop forte élongation d'ailleurs, l'ensemble des critères de notre procédure d'identification ne sont pas vérifiés ; c'est pourquoi et dans le cas de la méthode

de réduction par rattachement que nous avons développée, nous ne disposons pas des mesures de ce corps. À titre d'information et lors de la précédente étude de 1982 (Arlot), il avait été noté que les (O-C) de Callisto étaient relativement importants, et qu'il ne pouvait s'agir d'une erreur d'orientation car tous les satellites auraient été affectés.

Exposition	$(O - C)_X$					$(O - C)_Y$					
	JI	JII	JIII	JIV	σ_X^*	JI	JII	JIII	JIV	σ_Y^*	
1	(a)	0.01	0.12	-0.02	0.16	0.060	0.01	0.00	0.28	0.14	0.130
	(b)	-0.01	0.10	0.01	0.12	0.048	0.02	0.02	0.25	0.19	0.108
	(c)	-0.10	0.32	-0.12	0.95	0.203	0.07	-0.16	0.30	-0.55	0.188
	(d)	0.00	0.02	0.02	-	0.009	0.00	0.00	0.06	-	0.028
2	(a)	0.01	0.00	-0.12	0.07	0.059	0.01	-0.07	0.13	0.17	0.082
	(b)	-0.02	-0.03	-0.10	0.01	0.036	0.01	-0.05	0.09	0.22	0.057
	(c)	0.15	0.21	-0.23	0.94	0.195	-0.05	-0.20	0.14	-0.43	0.139
	(d)	0.02	0.04	0.06	-	0.016	0.02	-0.03	-0.06	-	0.033
3	(a)	-0.05	-0.01	-0.23	-0.05	0.096	0.07	0.03	0.21	0.22	0.077
	(b)	-0.05	-0.03	-0.20	-0.09	0.076	0.08	0.05	0.19	0.26	0.060
	(c)	0.08	0.25	-0.34	0.93	0.248	0.02	-0.08	0.22	-0.31	0.125
	(d)	0.03	0.02	0.06	-	0.017	-0.02	-0.01	-0.05	-	0.017
4	(a)	0.00	-0.10	-0.24	-0.02	0.098	0.14	0.06	0.07	0.27	0.036
	(b)	0.00	0.11	-0.20	-0.05	0.128	0.15	0.07	0.05	0.32	0.043
	(c)	0.15	0.18	-0.34	0.96	0.238	0.10	-0.05	0.08	-0.22	0.066
	(d)	0.00	0.03	0.05	-	0.021	0.03	0.01	0.03	-	0.009

Table 6.8 – (O-C) des positions tangentielle intersatellites de la plaque photographique USNO n°0216, en secondes de degré, selon les méthodes de réduction astrométrique par rattachement à un catalogue secondaire de 6 étoiles à l'ordre 1 (a), 7 étoiles à l'ordre 1 (b), 7 étoiles à l'ordre 2 (c), et par rattachement aux étoiles UCAC2 du champ (d).

Les premiers éléments de ce comparatif montrent qu'une réduction par rattachement à un catalogue secondaire de 7 étoiles à l'ordre 2 est moins pertinente qu'un rattachement à un catalogue secondaire de 7 étoiles à l'ordre 1, ou de 6 étoiles à l'ordre 1. Plus de paramètres doivent être déterminés dans ce premier cas, ce qui est inutile étant donné la distance focale de l'instrument utilisé et le relativement faible nombre de références. Ce résultat est cohérent avec les premières conclusions de 1982 (Arlot). Concernant l'ordre 1, nous pouvons remarquer que la détermination des positions reste très variable selon le nombre d'étoiles utilisées : l'ajout d'une unique référence du catalogue secondaire dans le modèle introduit un écart pouvant atteindre 60 mas sur les (O-C) tangentiels et 30 mas sur les dispersions. Il apparaît donc évident que le nombre de références stellaires utilisées joue un rôle important dans la pertinence des résultats. Nous pourrions envisager de discuter conjointement de la qualité de positionnement de ces sources, sous couvert que seule la prise en compte d'étoiles "bien connues" permet l'amélioration des résultats ; mais aucune information ne l'autorise ici. Nous supposons alors que les caractéristiques propres de la septième étoile en question sont assez précises pour permettre d'optimiser l'étalonnage. D'ailleurs, les moyennes des dispersions du modèle d'ordre 1 à 6 étoiles en X et Y sont respectivement de l'ordre de 78 mas et 81 mas, contre 72 mas et 67 mas pour les dispersions du modèle d'ordre 1 à 7 étoiles.

La détermination des positions selon notre méthode par rattachement aux étoiles UCAC2 du champ est meilleure, de plusieurs dizaines de mas, que les précédentes méthodes de réduction par rattachement à un catalogue secondaire. Les moyennes des nouvelles dispersions déterminées sont respectivement de l'ordre de 16 mas et 22 mas en X et Y ; nous avons diminué les dispersions intersatellites σ_s^* , sur les observations de la plaque test USNO n°0216, d'un facteur pouvant atteindre 6.7. Nous pouvons donc déduire de ce bref comparatif représentatif, que la méthode de réduction par rattachement aux étoiles UCAC2 du champ que nous avons développée, associée à la mesure des positions par le scanner DAMIAN, le programme Source Extractor et notre procédé d'identification, permet un étalonnage plus juste et plus précis des observations USNO.

Il convient cependant d'ajouter que la comparaison n'est pas pleinement significative car les étoiles mises en jeu ne sont pas strictement identiques. En effet, le nombre maximum d'étoiles PPM pour les premières réductions est de 7, tandis que par la mesure DAMIAN/SExtractor nous avons pu utiliser 15 étoiles UCAC2 en moyenne. Outre le fait que nous démontrons ici l'intérêt d'une nouvelle mesure/réduction car le nombre d'étoiles détectées est plus important et l'étalonnage *a priori* plus précis, il aurait été plus juste pour une comparaison complète de devoir utiliser les étoiles PPM originelles. Aucune information n'a permis d'identifier ces étoiles et donc de réaliser une comparaison idéale.

Cela étant et hormis le fait que les outils de mesure sont aujourd'hui plus fiables, une simple comparaison théorique des méthodes de réduction par rattachement à un catalogue secondaire et par rattachement aux étoiles du champ suffit à démontrer l'intérêt et donc les nouveaux avantages de cette dernière méthode. En effet et dans le cas de l'étude de 1982 (Arlot), la méthode conventionnelle des constantes de plaque est utilisée via un polynôme d'ordre 1 ; la contribution des effets (facteurs d'échelle, orientations et décalage du centre du champ en particulier) n'est pas séparée. Les étoiles PPM cataloguées servent de référence, mais aussi celles non cataloguées dont les positions et mouvements propres peuvent être déterminés par l'analyse de plaques astrographiques à grand champ ; une incertitude est donc émise sur ces dernières sources stellaires et peut dégrader la solution astrométrique.

D'un autre côté et dans le cadre de la réduction par rattachement aux étoiles UCAC2 du champ que nous avons développée, nous utilisons là aussi la méthode des constantes de plaque, à ceci près qu'il s'agit d'un modèle fonctionnel d'ordre 1 adapté aux observations USNO ; après corrections physiques et instrumentales appropriées, la contribution des effets est séparée. De plus, toutes les étoiles de référence utilisées sont connues, UCAC2 étant le meilleur outil actuel en termes d'application à la calibration de champs et de précision.

Ces quelques points démontrent donc que notre méthode de réduction par rattachement aux étoiles UCAC2 du champ, dissociée des plus récents outils de mesure, est mieux adaptée à l'étude des observations USNO que la méthode de réduction par rattachement à un catalogue secondaire. Outre le gain évident de précision, la nouvelle possibilité d'utiliser toutes les étoiles disponibles pour un étalonnage complet en représente le dernier atout.

6.3 Résultats de référence

Nous avons réduit les observations USNO en utilisant le catalogue d'étoiles UCAC2. Aussi nous avons choisi de présenter les résultats sous la forme d'(O-C) déterminés par comparaison avec l'éphéméride satellitaire L2 (Lainey et al., 2009) et la théorie planétaire INPOP10 (Fienga et al., 2010). Ces données serviront de référence pour les prochaines études, c'est-à-dire les comparaisons des modèles satellitaires et planétaires les plus récents.

Pour chaque satellite galiléen, la Table 6.9 reprend les résultats des statistiques intersatellites et (RA , Dec) que sont : les moyennes des (O-C) et leurs dispersions correspondantes, en ascension droite et déclinaison. Précisons que les positions intersatellites sont rapportées au barycentre des satellites observés.

	$\overline{(O - C)}_{\alpha \cos \delta}$	$\sigma_{\alpha \cos \delta}$	$\overline{(O - C)}_{\delta}$	σ_{δ}
JI intersatellite	-3.1	33.4	8.5	32.9
JII intersatellite	3.3	34.3	-3.6	33.2
JIII intersatellite	0.3	34.6	4.9	37.5
JIV intersatellite	-0.6	41.3	-9.5	40.3
Moyenne intersatellite	0.0	36.2	0.0	36.9
JI équatorial	1.0	68.2	43.2	75.1
JII équatorial	6.2	69.0	32.1	73.4
JIII équatorial	3.5	72.3	39.0	79.4
JIV équatorial	1.8	69.2	25.0	76.0
Moyenne équatoriale	3.1	69.7	34.7	76.4

Table 6.9 – Moyennes et dispersions des (O-C) des positions intersatellites et (RA , Dec) USNO des satellites galiléens, en mas.

En première approche et selon les données des statistiques intersatellites, nous pouvons remarquer que les moyennes des (O-C) moyens en ascension droite et déclinaison sont évidemment nulles. Ce résultat est lié à la simple considération d'observations intersatellites. Aucun lien ne peut être établi entre la grandeur des (O-C) moyens individuels et le diamètre apparent, la masse ou la distance à Jupiter du satellite correspondant. Les moyennes des dispersions sont, elles, relativement homogènes (écartement de 0.7 mas) et inférieures à 37 mas ($\simeq 111$ km). Caractéristiques de la précision intersatellite de notre jeu d'observations, elles résultent d'une contribution complexe des incertitudes moyennes aléatoires ou périodiques introduites par la mesure, l'utilisation du catalogue d'étoiles UCAC2 et de l'éphéméride L2. Nous chercherons bien évidemment à séparer et quantifier le concours de ces sources. Nous pouvons aussi remarquer un effet liant les dispersions individuelles et l'éloignement du satellite galiléen correspondant : plus l'objet est distant de Jupiter, plus la dispersion de ses (O-C) intersatellites est grande. Pour expliquer ce phénomène, nous avons d'abord cherché à vérifier si les positions de l'un des quatre satellites ne détériorait pas la solution proposée. En effet et comme nous l'avons déjà évoqué, le calcul des positions intersatellites est déduit des positions équatoriales en les référant au barycentre des corps observés. Un biais introduit par une mauvaise position ne peut être décelé depuis les données de la Table 6.9 ; ainsi la Table 6.10 présente une nouvelle statistique intersatellite satellite/satellite désormais.

	$\sigma_{\alpha \cos \delta}$	σ_{δ}
JI-JII	53.8	51.7
JI-JIII	54.5	57.4
JI-JIV	65.7	62.5
JII-JIII	56.9	59.1
JII-JIV	65.7	62.5
JIII-JIV	65.0	67.0

Table 6.10 – Dispersions satellite/satellite des (O-C) des positions intersatellites USNO des satellites galiléens, en mas.

L’effet apparaît de manière encore plus évidente : aucun satellite ne détériore la solution et nous vérifions donc que plus le corps est éloigné de la référence de calcul, qu’il s’agisse du barycentre des satellites observés ou d’un satellite en particulier, plus la dispersion de ses (O-C) relatifs est grande. L’explication la plus simple consiste alors à évoquer les informations de mesure car, et par définition, l’erreur est proportionnelle à la quantité mesurée. En conséquence, nous supposons que plus le satellite est éloigné, plus la quantité (distance) mesurée et donc l’erreur associée doivent être grandes en raison d’une erreur sur l’échelle ou l’orientation. À titre indicatif, les incertitudes moyennes à 3σ sur le facteur d’échelle et l’orientation ajustés sont respectivement de $\pm 1.59 \times 10^{-4}$ "/mm et $\pm 4.39 \times 10^{-4}$ °. Nous estimons que ces données introduisent une erreur dans la détermination des solutions astrométriques pouvant atteindre 8 mas entre Io et Callisto, ce qui est du même ordre de grandeur que les écarts relevés entre leurs dispersions équatoriales respectives. Toutefois, l’amplitude de cet effet est à relativiser car il pourrait aussi être assimilé, selon les données de la Table 6.10, à une dérive de 12 mas sur 30 années de mesures ; une telle précision depuis l’analyse d’observations anciennes n’a encore jamais été atteinte. D’ailleurs nos résultats sont meilleurs que ceux issus de programmes d’observations plus récents, tel le programme “Flagstaff Astrometric Scanning Transit Telescope (FASTT)” par exemple, dont la précision intersatellite est de 50 mas ($\simeq 150$ km) (Stone et al., 2003). En comparaison, nous avons obtenu un gain de précision de l’ordre de 13 mas soit environ 40 km, ce qui démontre l’intérêt certain que la communauté aurait à réaliser une nouvelle mesure/réduction d’anciennes plaques photographiques de qualité.

En première approche et selon les données des statistiques (RA, Dec), nous pouvons remarquer que les (O-C) moyens individuels en ascension droite et déclinaison présentent des écarts significatifs : les moyennes des (O-C) moyens sont respectivement de 3.1 mas et 34.7 mas. Aucun lien ne peut être établi entre la grandeur des (O-C) moyens individuels et le diamètre apparent, la masse ou la distance à Jupiter du satellite correspondant. Cela étant, nous avons démontré que l’erreur systématique résiduelle en ascension droite était due à l’utilisation du catalogue d’étoiles UCAC2 ; nous devons donc envisager le fait qu’une contribution simple ou complexe de la mesure, de l’utilisation de l’éphéméride L2 ou de la théorie INPOP10, produise le biais mis en évidence en déclinaison. Les moyennes des dispersions sont, elles, du même ordre de grandeur et inférieures à 77 mas. Caractéristiques de la précision (RA, Dec) de notre jeu d’observations, elles résultent d’une contribution complexe des incertitudes moyennes aléatoires ou périodiques introduites par la mesure, l’utilisation du catalogue d’étoiles UCAC2 et des erreurs de modèles. Nous chercherons là aussi à séparer et quantifier le concours de ces sources et expliquer l’erreur systématique moyenne en déclinaison. Toutefois nos résultats restent meilleurs que ceux issus de programmes d’observations plus récents, tel le programme FASTT, dont la précision (RA, Dec) est de 100 mas ($\simeq 300$ km) (Stone et al., 2003). En comparaison et depuis

l'analyse d'anciennes plaques photographiques, nous avons obtenu un gain de précision de l'ordre de 23 mas soit environ 70 km.

Les Figures 6.5 et 6.6 présentent l'évolution des (O-C) des positions intersatellites USNO des satellites galiléens dans le temps, ainsi que leurs lois de distribution en ascension droite et déclinaison. Nous remarquons que les (O-C) sont généralement contenus dans un intervalle $[-100; +100]$ mas sur ces deux dimensions; de plus, les lois de distribution correspondantes sont parfaitement gaussiennes, symétriques et contenues dans le même intervalle, gage de la pertinence des résultats et donc de la justesse de la procédure de calcul.

Les Figures 6.7 et 6.8 présentent l'évolution des (O-C) des positions (RA, Dec) USNO des satellites galiléens dans le temps, ainsi que leurs lois de distribution en ascension droite et déclinaison. Nous remarquons que les (O-C) en ascension droite sont généralement contenus dans un intervalle $[-200; +200]$ mas; les (O-C) en déclinaison sont, eux, contenus dans un intervalle de même amplitude mais décalé dans le sens positif. Cet effet est cohérent avec le biais mis en évidence en Table 6.9. Les lois de distribution correspondantes sont parfaitement gaussiennes, symétriques et contenues dans les mêmes intervalles respectifs, gage de la pertinence des résultats et donc de la justesse de la procédure de calcul.

Les Figures 6.5 et 6.7 présentent une périodicité de l'ordre de 12 ans que nous associerons à la période de révolution de Jupiter, ce signal étant dû à l'observation elle-même ou en d'autres termes, à la position relative de l'observateur par rapport au système jovien. En effet, le mouvement de l'observateur introduit une variation d'amplitude du facteur d'échelle au cours de la révolution de Jupiter : la distance séparant l'observateur du système planétaire et le facteur d'échelle associé au champ observé sont directement proportionnels. D'ailleurs et dans le cas des observations USNO, nous avons relevé que la planète s'éloignait de 3.95 UA à 5.65 UA de la Terre. En normalisant les (O-C) par la distance de séparation Terre/satellite respective, nous pouvons vérifier que nous éliminons le signal périodique en question.

Enfin et selon l'objectif de détailler plus les contributions de chacun des satellites galiléens, les Figures 6.9 à 6.16 présentent l'évolution dans le temps des (O-C) de leurs positions équatoriales respectives en ascension droite et déclinaison, ainsi que les lois de distribution correspondantes.

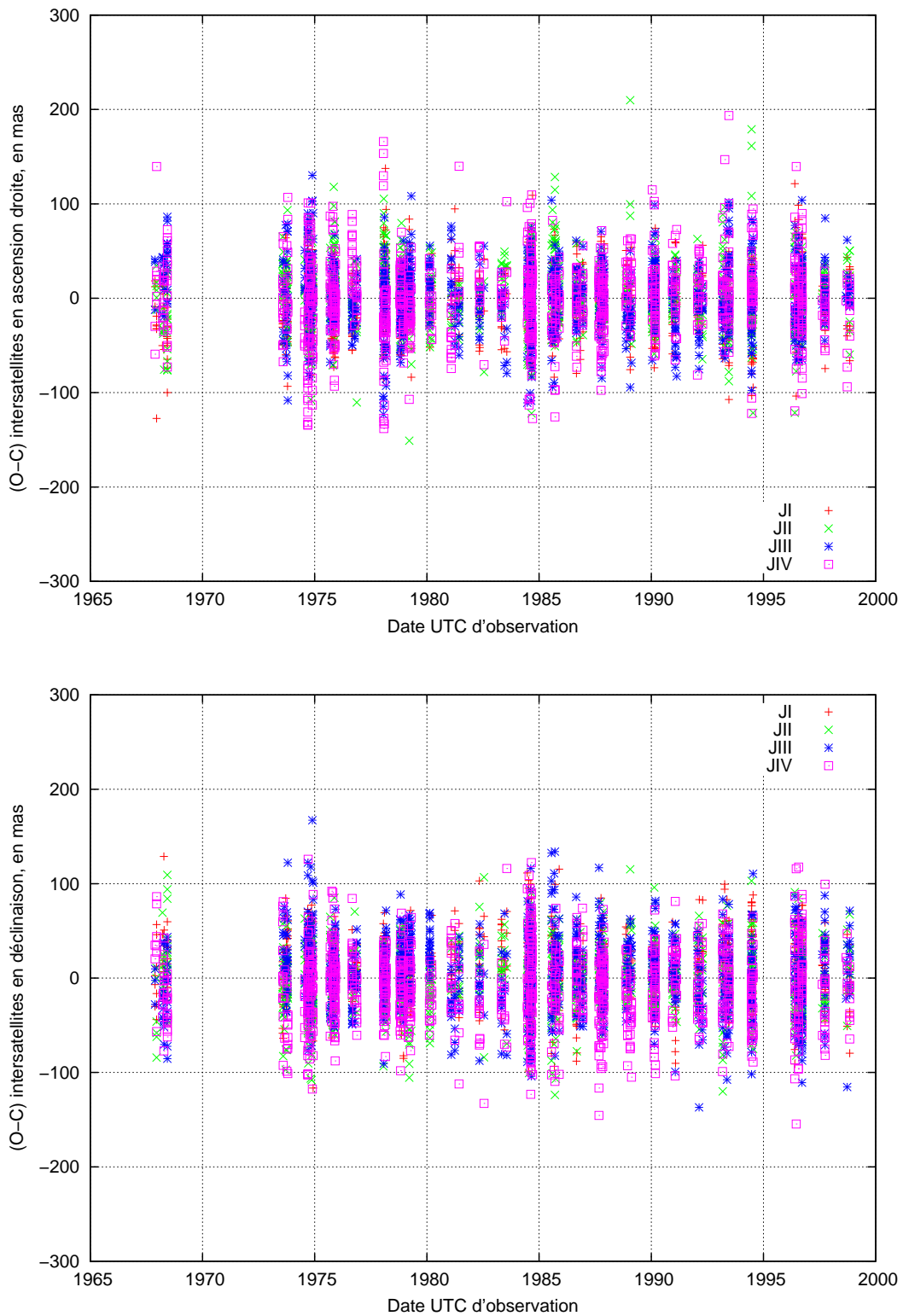


Figure 6.5 – (O-C) des positions intersatellites USNO des satellites galiléens, en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).

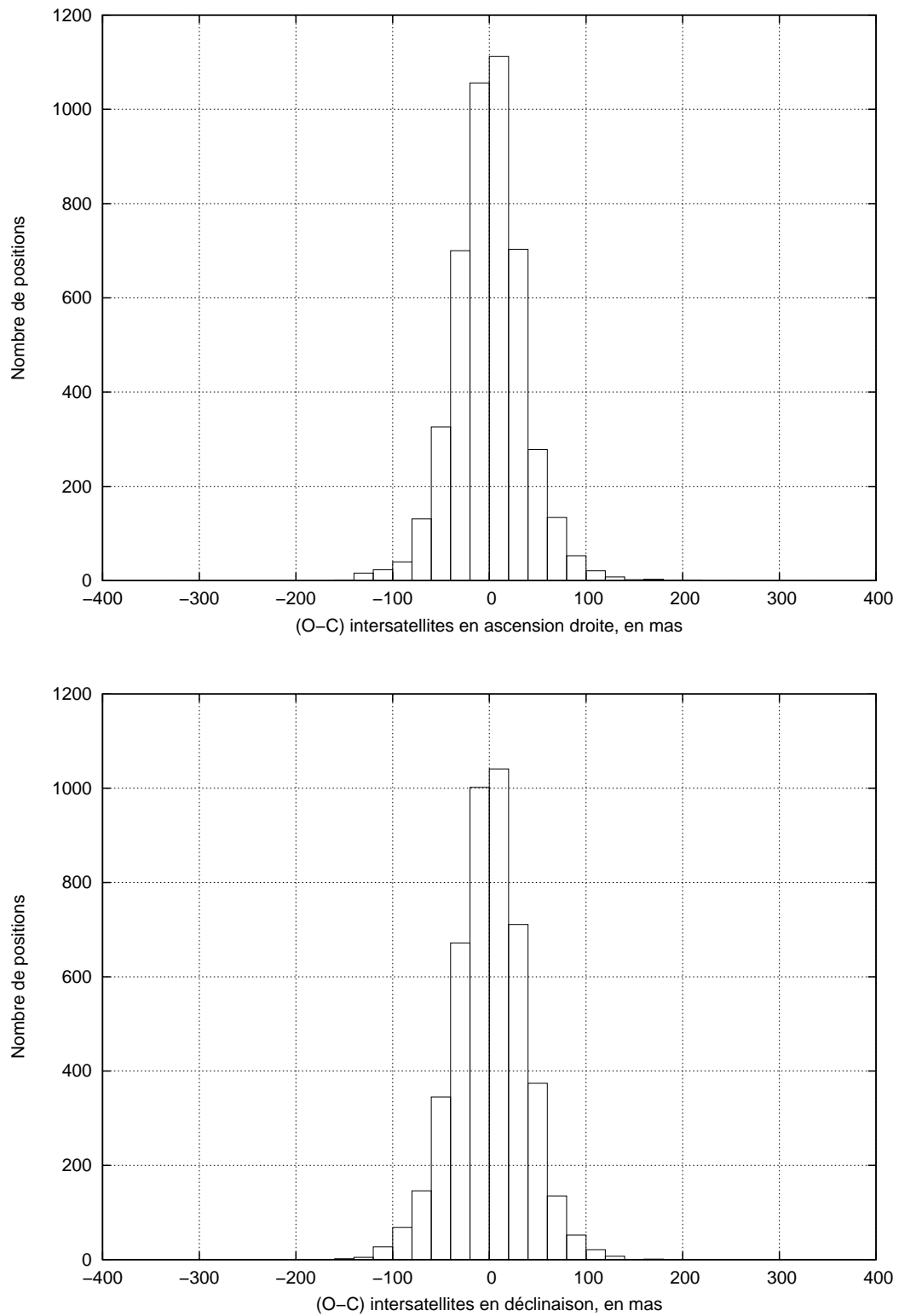


Figure 6.6 – Lois de distribution des (O-C) des positions intersatellites USNO des satellites galiléens, en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).

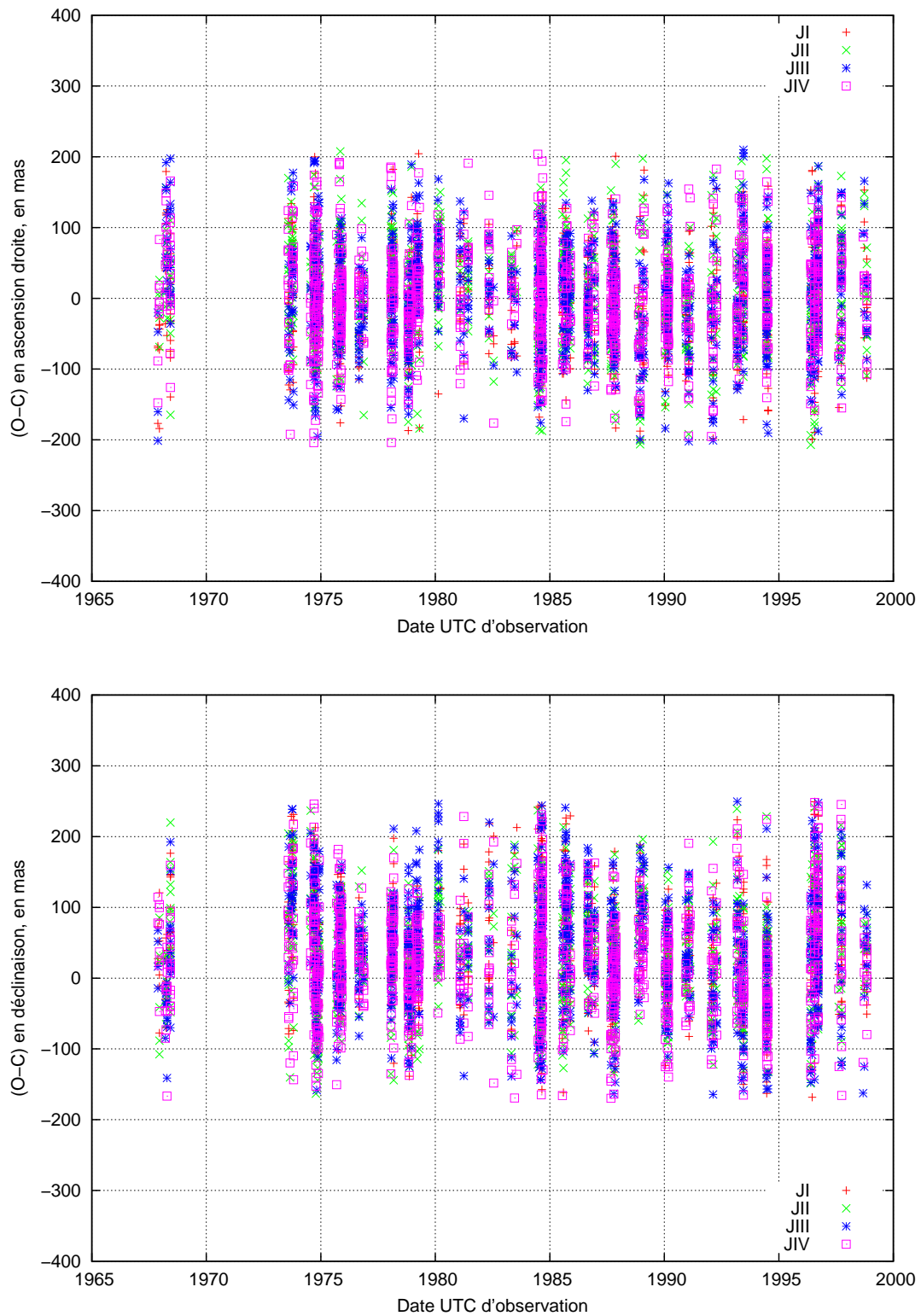


Figure 6.7 – (O-C) des positions (RA, Dec) USNO des satellites galiléens, en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).

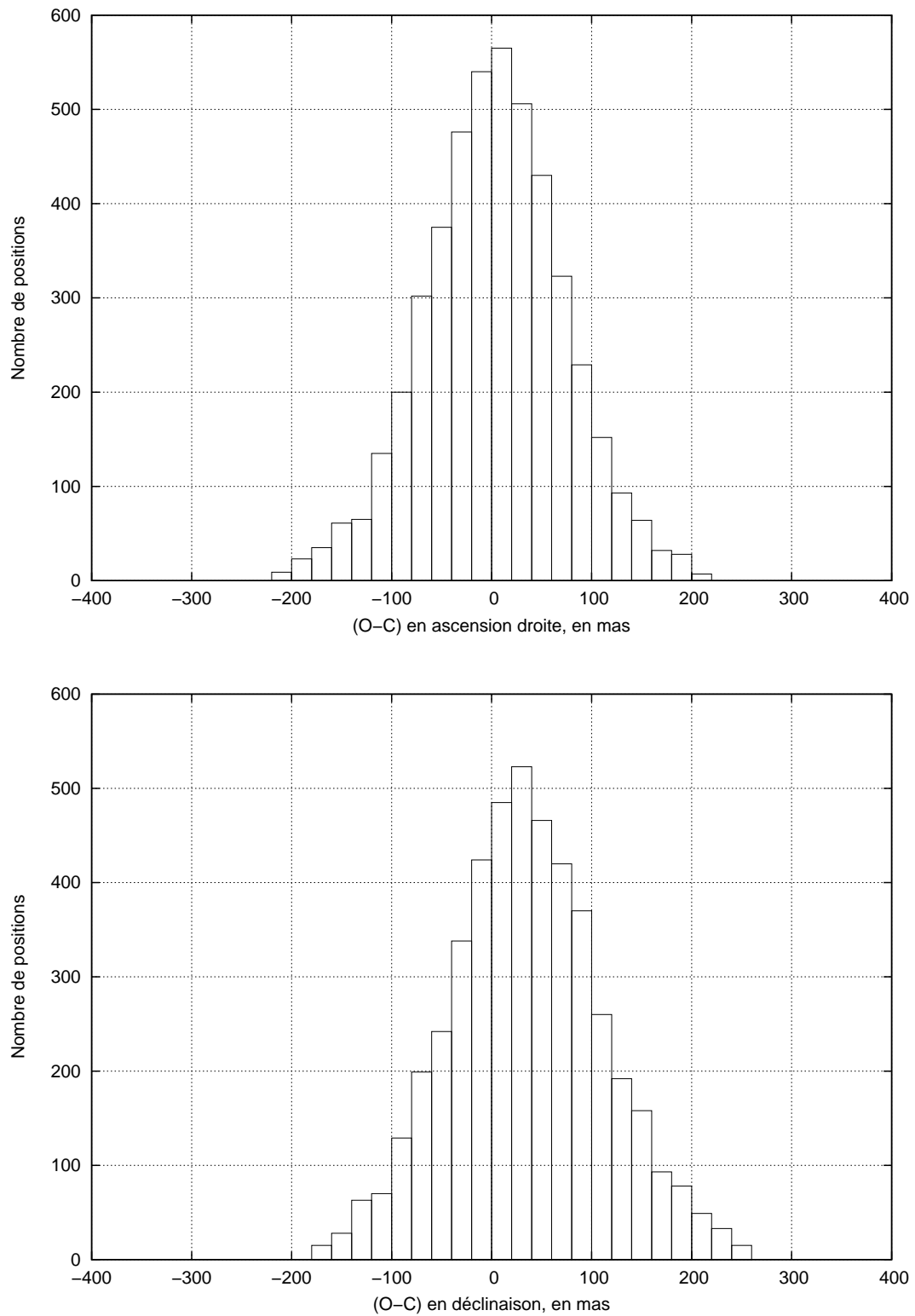


Figure 6.8 – Lois de distribution des (O-C) des positions (RA , Dec) USNO des satellites galiléens, en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).

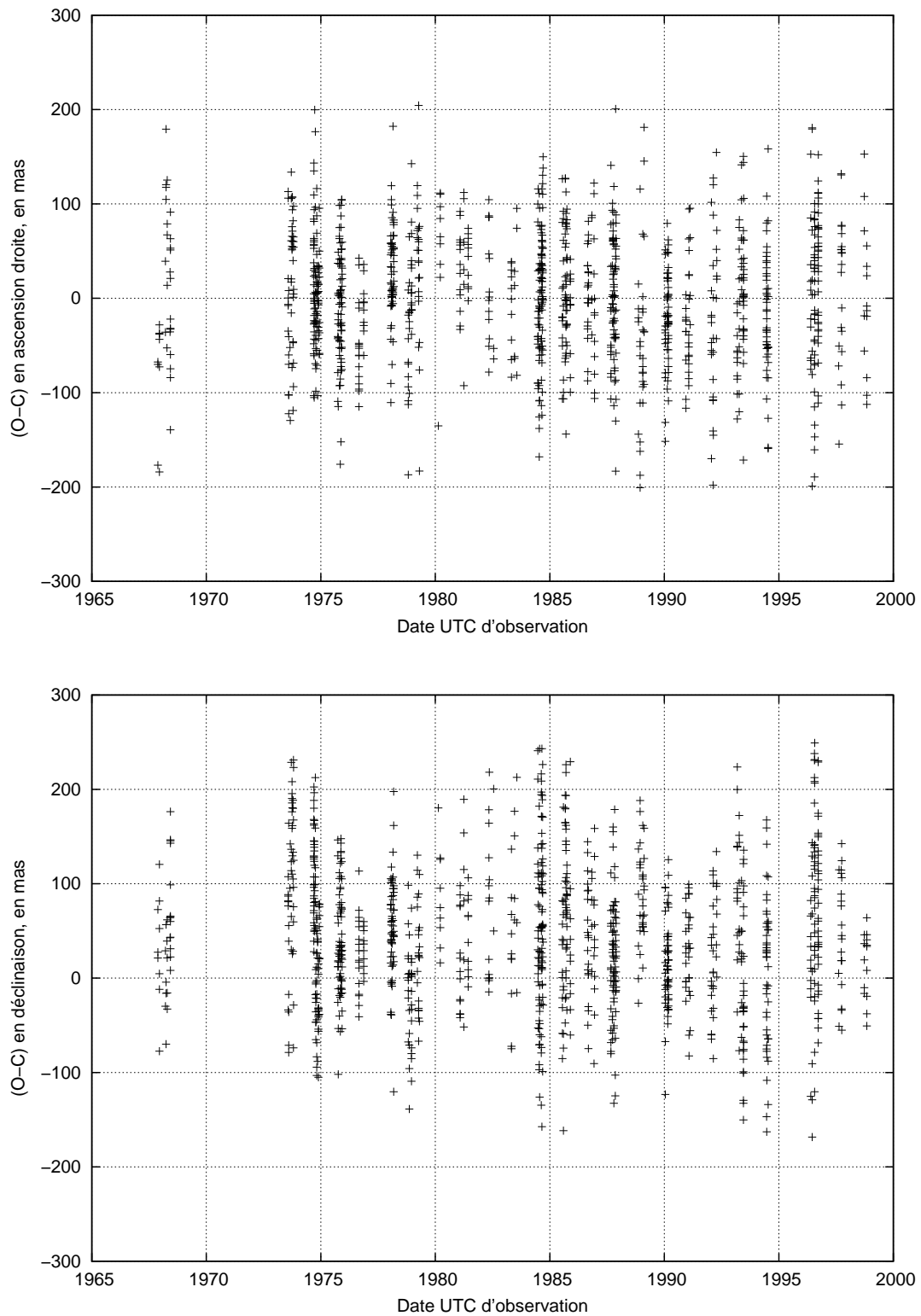


Figure 6.9 – (O-C) des positions (RA, Dec) USNO de Io (JI), en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).

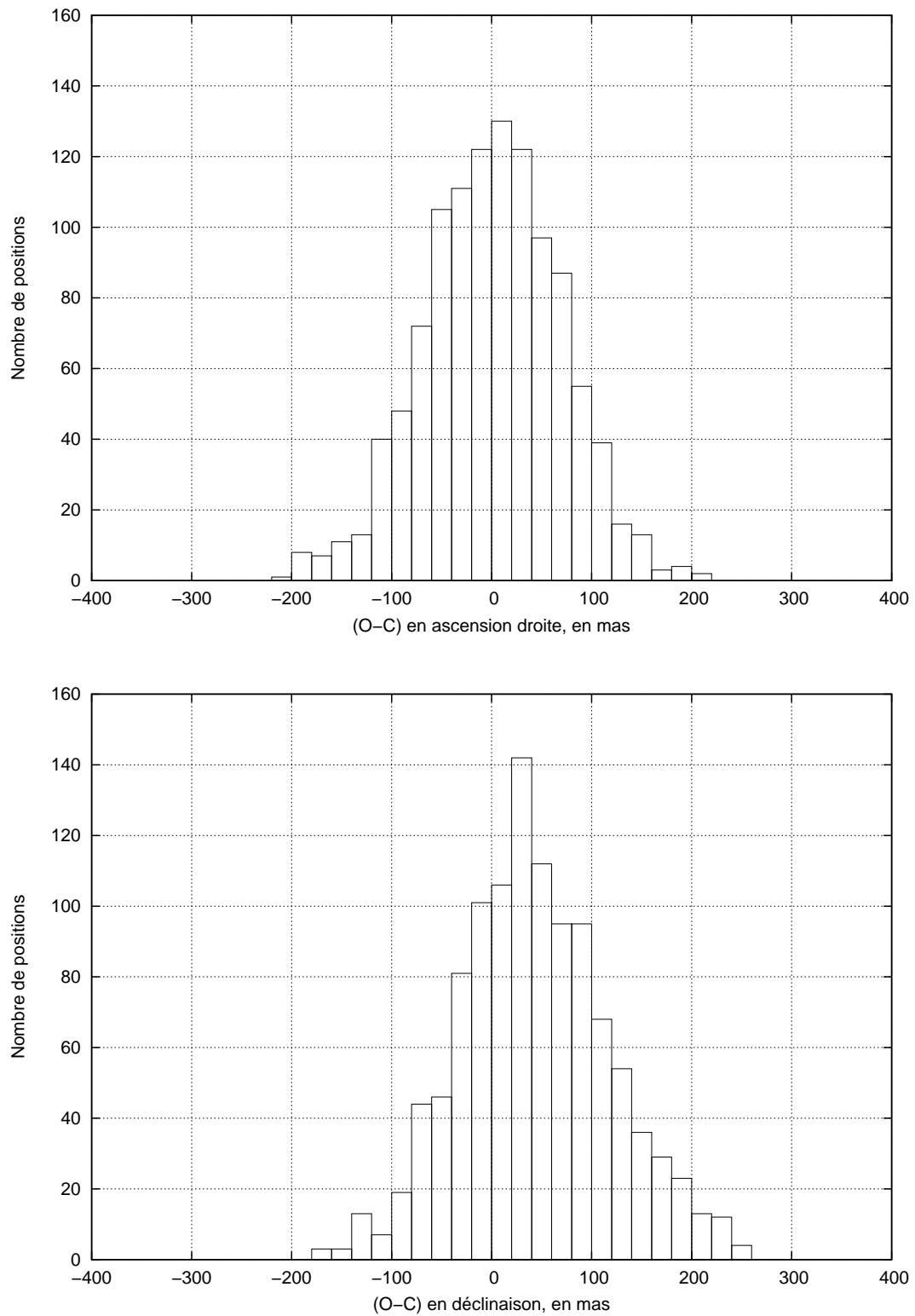


Figure 6.10 – Lois de distribution des (O-C) des positions (RA, Dec) USNO de Io (JI), en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).

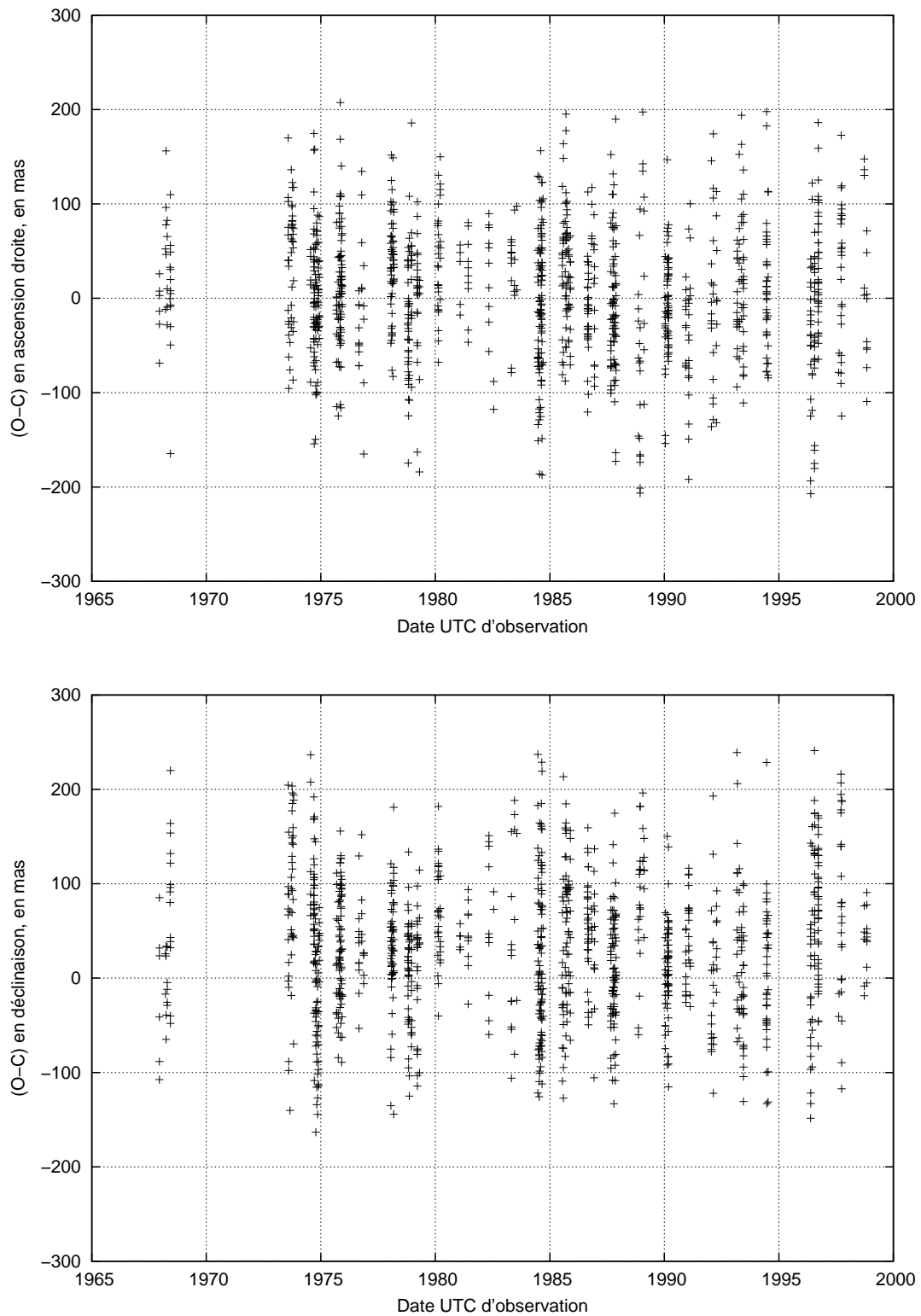


Figure 6.11 – (O-C) des positions (RA, Dec) USNO de Europe (JIII), en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).

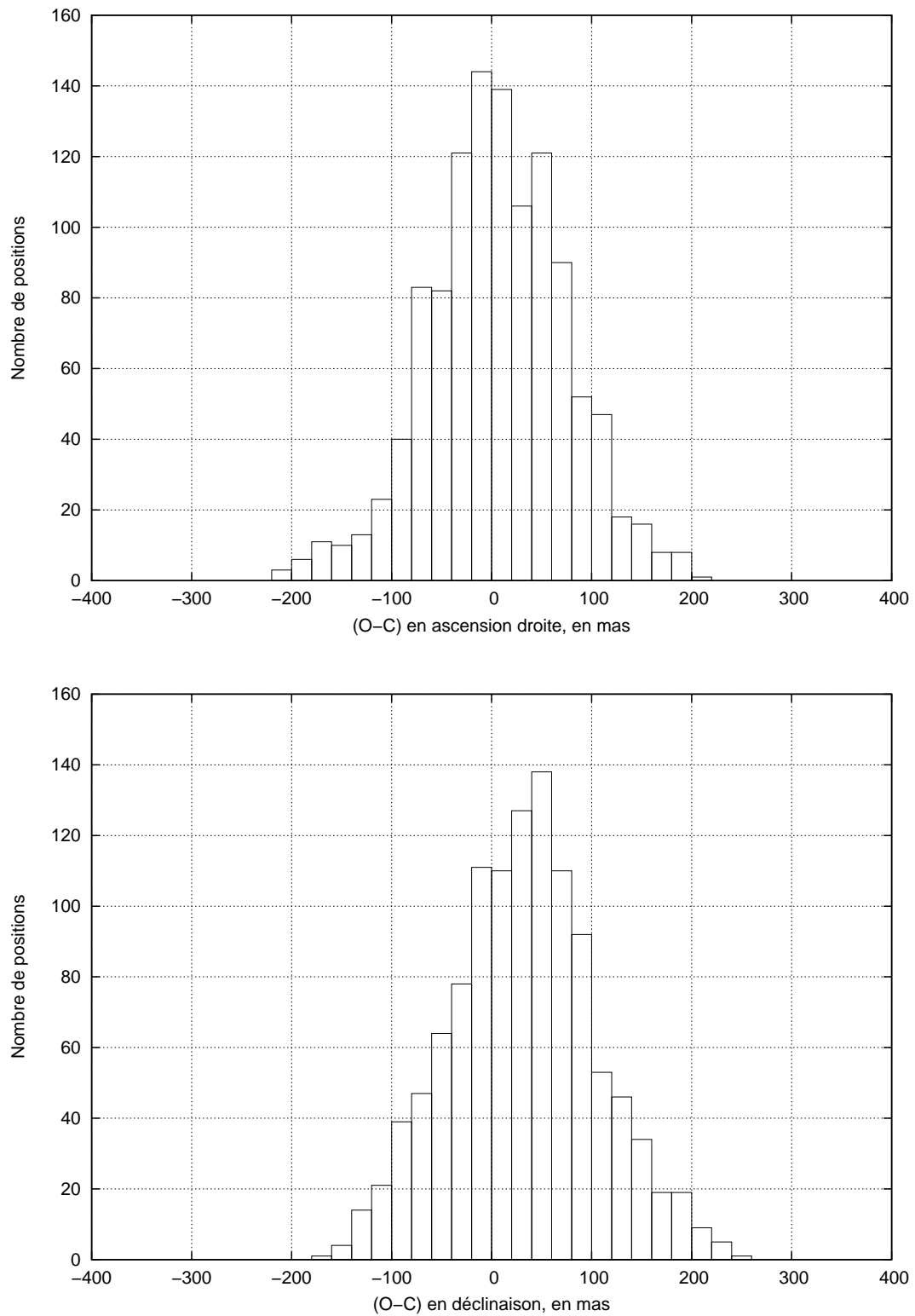


Figure 6.12 – Lois de distribution des (O-C) des positions (RA, Dec) USNO de Europe (JII), en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).

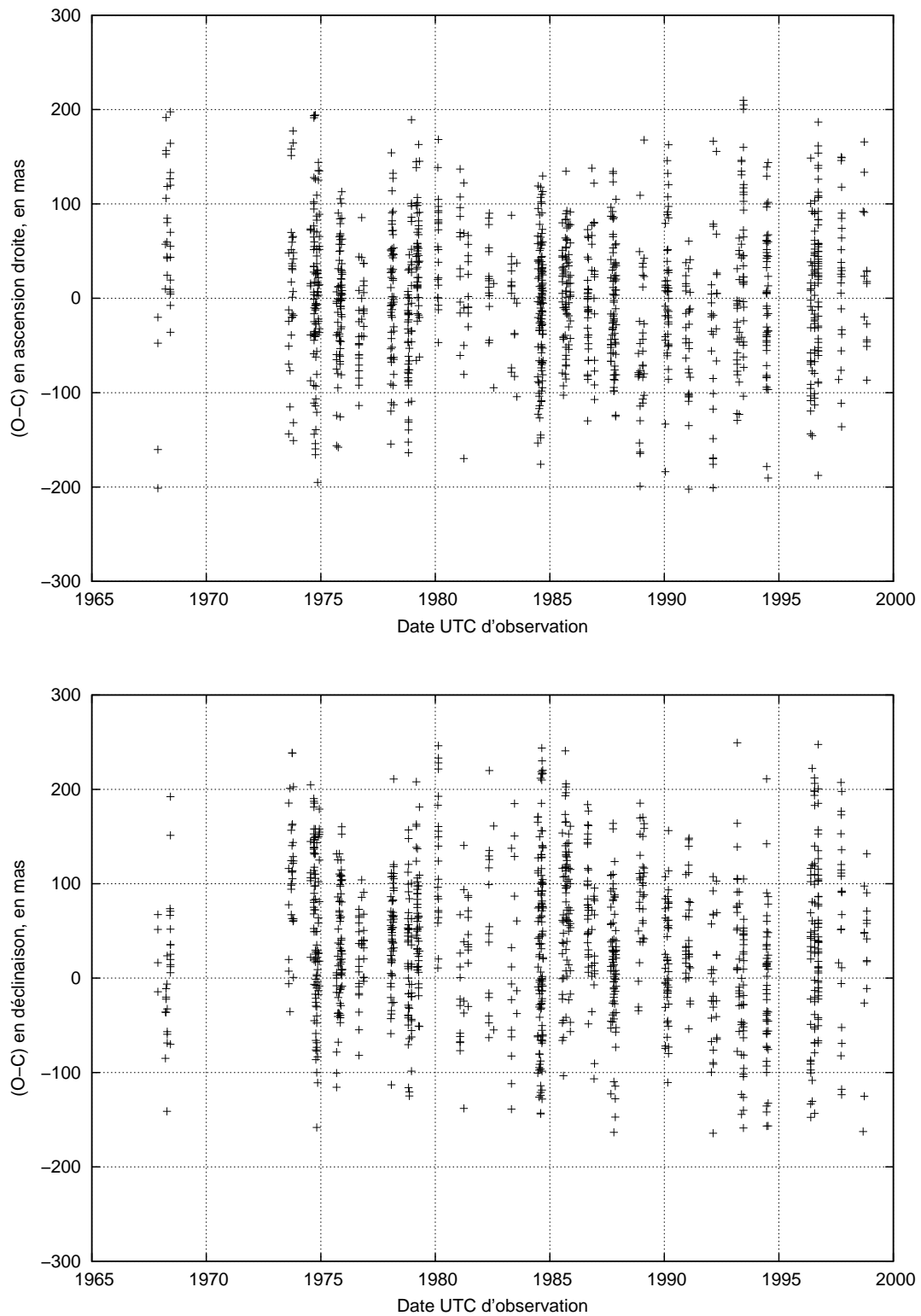


Figure 6.13 – (O-C) des positions (RA, Dec) USNO de Ganymède (JIII), en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).

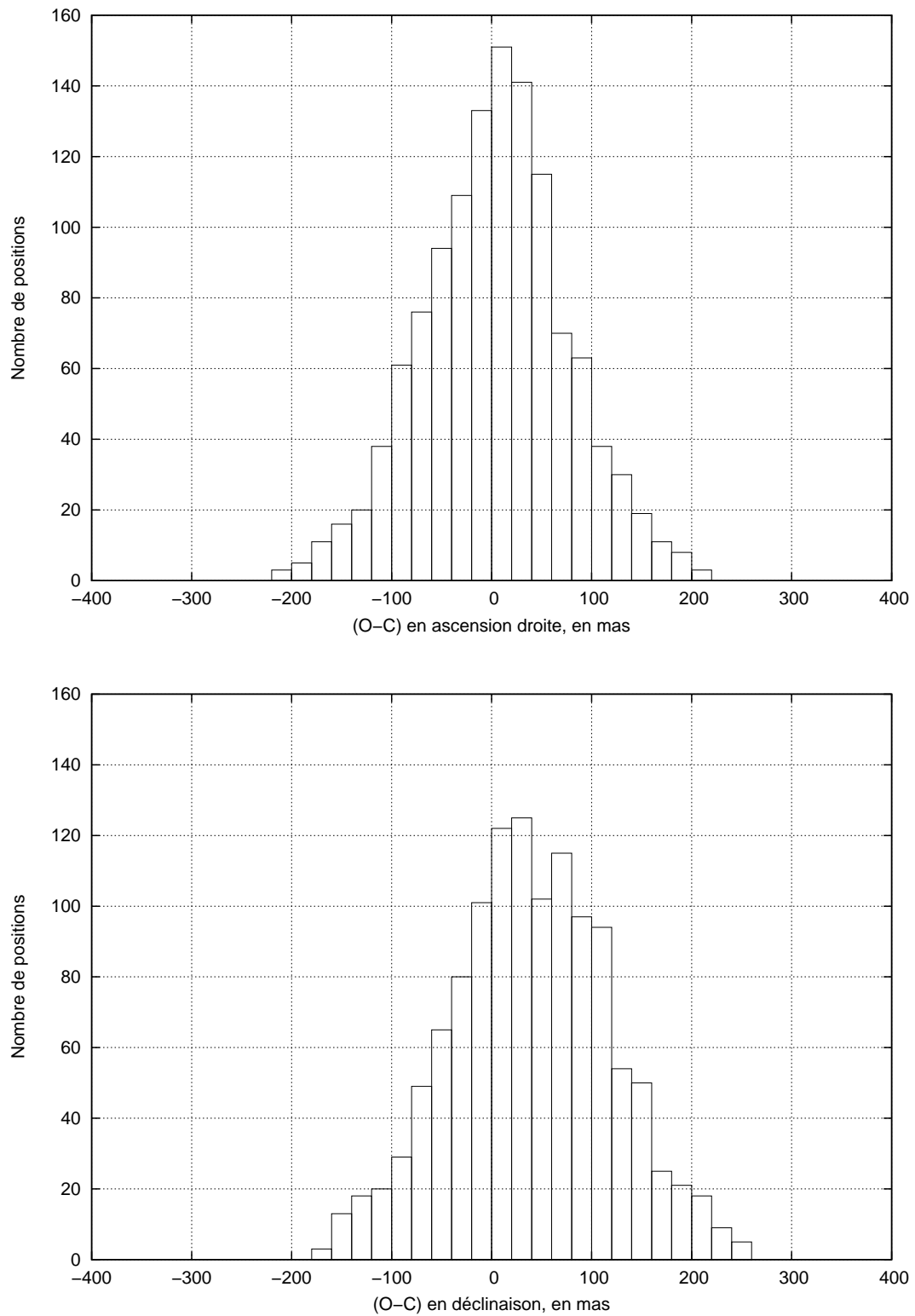


Figure 6.14 – Lois de distribution des (O-C) des positions (RA, Dec) USNO de Ganymède (JIII), en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).

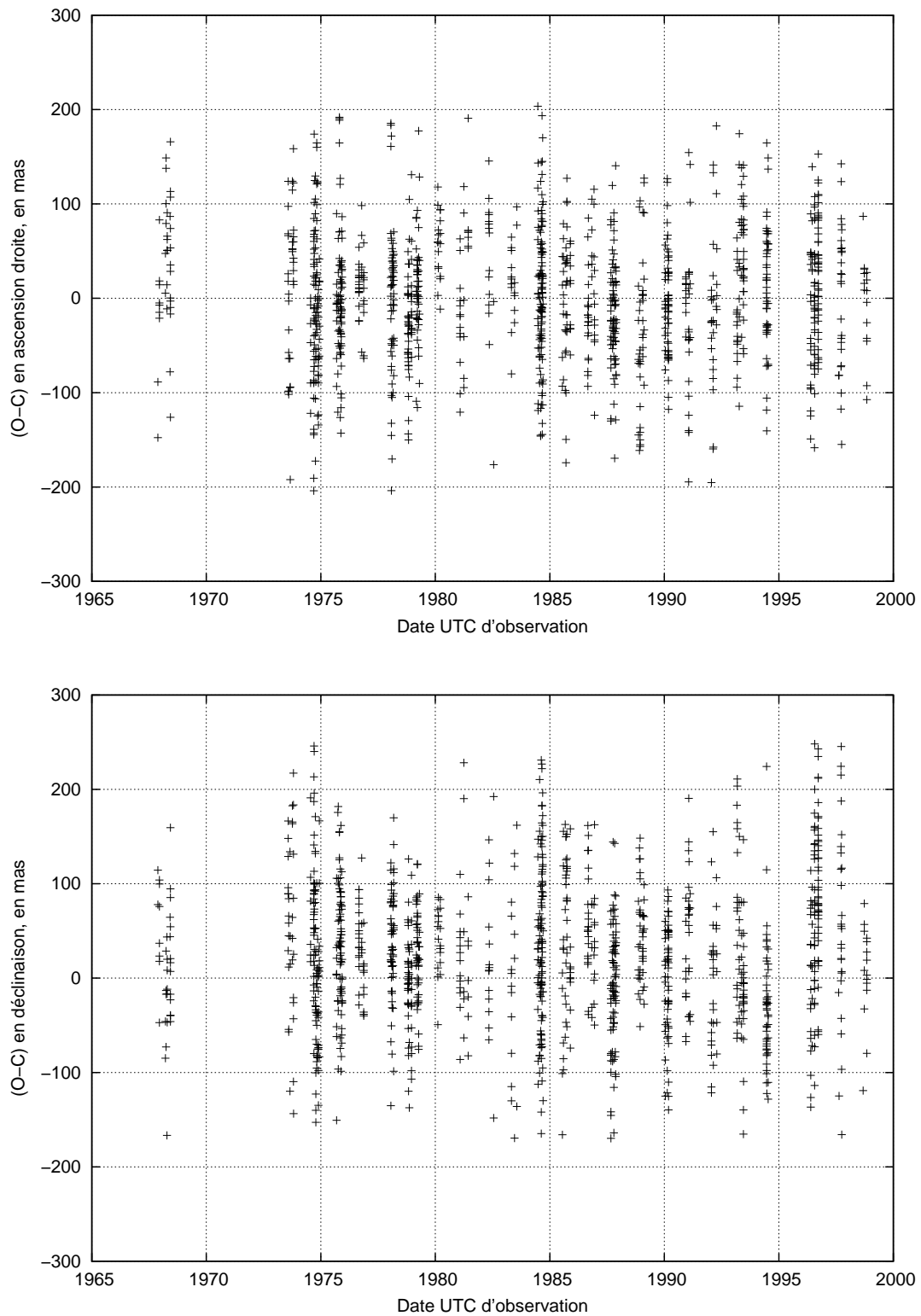


Figure 6.15 – (O-C) des positions (RA, Dec) USNO de Callisto (JIV), en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).

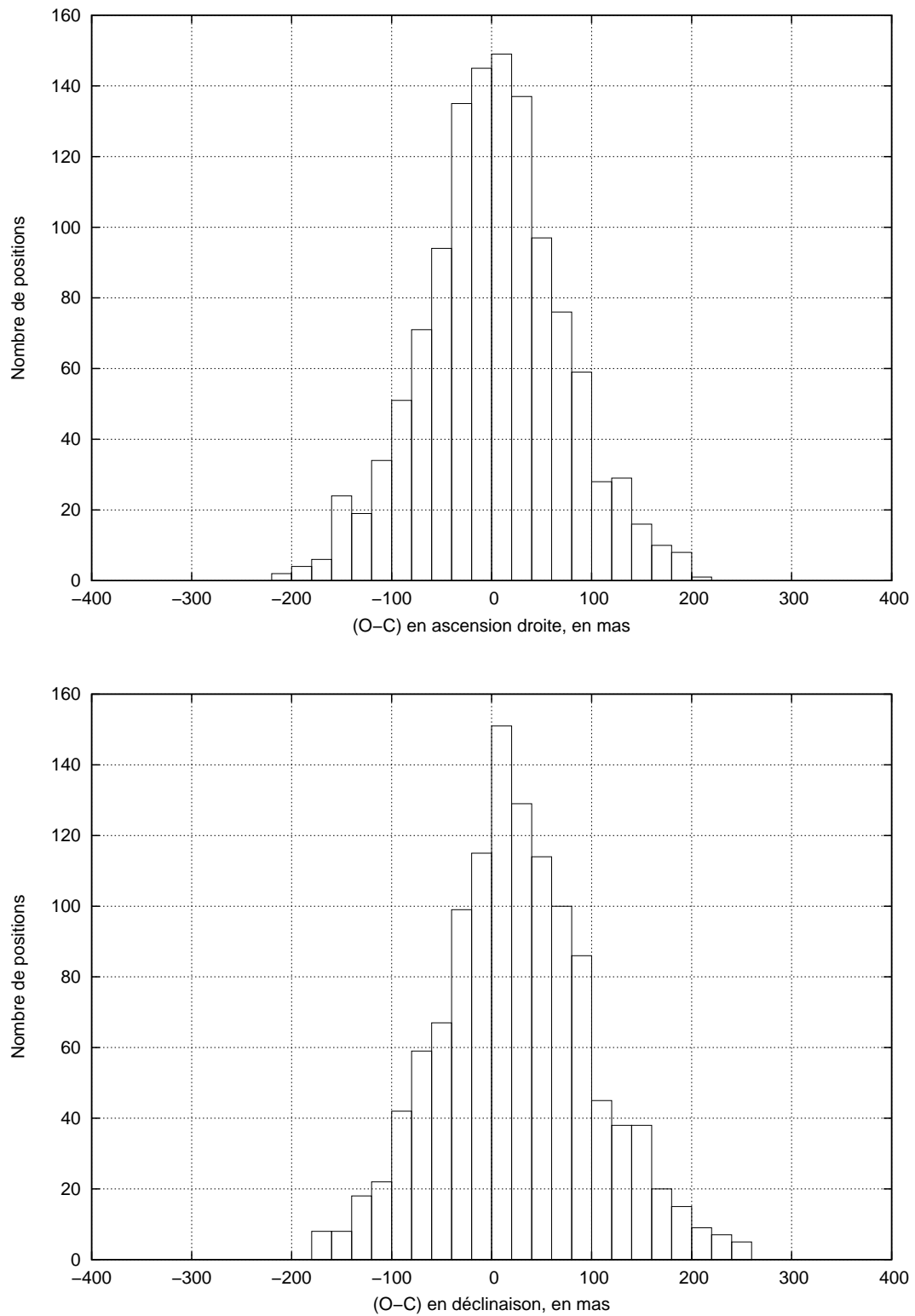


Figure 6.16 – Lois de distribution des (O-C) des positions (RA, Dec) USNO de Callisto (JIV), en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).

Les Figures 6.9, 6.11, 6.13 et 6.15 montrent que les (O-C) des positions (RA, Dec) USNO des quatre satellites galiléens, en ascension droite, sont généralement contenus dans un intervalle $[-200; +200]$ mas. Ces mêmes Figures montrent que les (O-C) correspondants, en déclinaison, sont contenus dans un intervalle de même amplitude mais décalé dans le sens positif. Cet effet, désormais visible sur chaque satellite galiléen indépendamment, est cohérent avec le biais mis en évidence en Table 6.9. Une périodicité de l'ordre de 12 ans correspondant à la période de révolution de Jupiter et dû au mouvement relatif de l'observateur peut aussi être relevée sur chacune de ces Figures.

Les Figures 6.10, 6.12, 6.14 et 6.16 montrent que les lois de distribution des (O-C) des positions USNO équatoriales des quatre satellites galiléens sont gaussiennes. Les lois en ascension droite sont contenues dans un intervalle $[-200; +200]$ mas; tandis que les lois en déclinaison sont, elles, contenues dans un intervalle de même amplitude mais là encore décalé dans le sens positif. Cet effet visible sur chaque satellite galiléen indépendamment est cohérent avec le biais mis en évidence en Table 6.9. D'autre part, nous remarquons que la qualité des lois de distribution est variable selon le satellite considéré. Aucun lien ne peut être établi entre cette qualité et les nombres d'observations mises en jeu car ils sont relativement proches pour les quatre satellites galiléens. Aucun lien ne peut non plus être établi avec la distance à Jupiter car un effet lié à l'éloignement se traduirait par une variation monotone des (O-C) (RA, Dec) moyens individuels en Table 6.9. Enfin, aucun lien ne peut être établi avec le diamètre ou la magnitude apparents : l'hypothèse selon laquelle un corps grand de magnitude faible est mieux déterminé n'est pas vérifiée. En effet, des filtres neutres ont été utilisés pour obtenir une compensation des magnitudes et il n'y a pas d'évolution évidente liée au diamètre des objets. Aussi et comme ces explications restent peu concluantes, nous pouvons supposer que les différences remarquées sont fonction de la qualité même des observations ou d'un effet du fond de ciel dans les zones filtrées. Une étude technique longue et plus approfondie serait nécessaire à la démonstration d'un tel résultat.

6.4 L'origine d'une erreur systématique en déclinaison

Nous avons remarqué en Table 6.9 que les moyennes des (O-C) des positions équatoriales des satellites galiléens sont affectées par une erreur systématique de l'ordre de 3 mas en ascension droite et par une erreur systématique plus conséquente en déclinaison, de l'ordre de 35 mas. Les causes de ce dernier biais peuvent être nombreuses. La problématique étant de savoir si son origine est unique ou résulte d'une contribution plus complexe. Selon l'objectif d'expliquer une telle erreur, nous proposons d'en recenser les différentes sources éventuelles et discuter de leur incidence réelle ou estimée.

Une erreur de mesure

Une erreur de mesure des positions des objets pourrait-elle produire un biais en déclinaison? Dans le cadre de notre étude, un tel biais proviendrait soit de la numérisation, soit de l'extraction. En d'autres termes, les objets mesurés seraient décalés de 35 mas en moyenne soit environ $1.7 \mu\text{m}$, dans le sens positif des déclinaisons, par l'un ou l'autre de ces deux processus. Toutefois et si effectivement une défaillance était rencontrée à ces niveaux, l'ensemble des objets (planète, satellites et étoiles) devraient être déplacés simultanément, auquel cas le biais résiduel ne pourrait pas être visible. Aucune raison ne justifie que seules les positions mesurées des satellites soient affectées.

En conséquence, les processus de numérisation et d'extraction ne peuvent être ici à l'origine d'une erreur systématique en déclinaison.

Une erreur du modèle de réduction astrométrique

Une erreur du modèle de réduction astrométrique pourrait-elle produire un biais en déclinaison ? Dans le cadre de notre étude, un tel biais proviendrait principalement du modèle de transformation $(x, y)_m \mapsto (X, Y)_{m,a}$ et notamment du facteur d'échelle. Cela étant et depuis l'analyse d'observations d'amas (chapitre 5.2.3 p.126), nous avons démontré que l'ensemble de la méthode développée était optimale car les champs étudiés ont pu être idéalement étalonnés : il résidait pour chaque observation une isotropie effective dans une base (X, Y) orthogonale. Nous avons d'ailleurs réalisé une étude approfondie et minutieuse pour définir un modèle de transformation $(x, y)_m \mapsto (X, Y)_{m,a}$ adapté aux observations USNO. Une défaillance à ce niveau aurait donc pour conséquence de dégrader simultanément les moyennes des (O-C) en ascension droite et déclinaison, ce qui n'est pas le cas.

Le modèle de réduction astrométrique, appliqué aux observations USNO, ne peut donc être ici à l'origine d'une erreur systématique en déclinaison.

Une erreur de correction de phase

Une erreur de correction de phase des satellites galiléens pourrait-elle produire un biais en déclinaison ? Comme nous l'avons évoqué précédemment (chapitre 5.2.5 p.133), nous parachevons la procédure de détermination des positions astrométriques des satellites par une correction de phase qui prend en compte la déviation angulaire du photocentre des astres par rapport au centre de masse identifié au centre de figure, en fonction de l'illumination solaire et de la position de l'observateur. Dans le cadre de notre étude, cette correction agit principalement sur la position en ascension droite des corps en question : sur la période concernée, la correction moyenne en ascension droite est de 30 mas contre 7 mas en déclinaison. Ces chiffres démontrent que la modification des positions est correctement effectuée, aucun biais en ascension droite n'étant introduit ; mais aussi que l'erreur systématique en déclinaison ne peut être due à la correction de phase, par comparaison des grandeurs. Rappelons d'ailleurs que la loi de réflectance utilisée (Lindgren, 1977) ne peut non plus être mise en cause car les lois de Hapke (1981), Lambert et Lommel-Seeliger proposent des résultats sans différences significatives.

En conséquence, la correction de phase ne peut être ici à l'origine d'une erreur systématique en déclinaison.

Une erreur du catalogues d'étoiles UCAC2

Une erreur du catalogue d'étoiles UCAC2 pourrait-elle produire un biais en déclinaison ? Dans ce cas, un tel biais proviendrait soit du rattachement du catalogue d'étoiles dans l'ICRS, soit d'une erreur de réalisation due à la réduction astrométrique des observations utilisées pour sa définition. Or aucune de ces deux éventualités ne justifie que seule la direction des déclinaisons soit affectée par une telle erreur systématique. Principalement car les positions des étoiles UCAC2 ont été obtenues depuis des réductions multiples par rattachement à des étoiles Tycho-2, elles-mêmes parfaitement exprimées dans l'ICRS. Nous avons d'ailleurs démontré que les résultats Tycho-2 et UCAC2 étaient comparables

en termes de précision et exactitude sur notre période. De plus et après les révolutions de la planète Jupiter en près de 30 ans, nous avons démontré que les erreurs systématiques UCAC2 étaient inférieures à 5 mas en ascension droite et déclinaison. Enfin et dans une récente publication, Chesley et al. (2010) utilisent les références UCAC2 pour mettre en évidence et quantifier les erreurs systématiques des catalogues USNO-A1.0 (Monet et al., 1997), USNO-A2.0 (Monet et al., 1998) et USNO-B1.0 (Monet et al., 2003). Nous pouvons donc préciser une nouvelle fois que le catalogue UCAC2 est la meilleure plus récente référence en matière d'astrométrie.

Aussi, le catalogue d'étoiles UCAC2 ne peut être ici à l'origine d'une erreur systématique en déclinaison.

Une erreur de l'éphéméride satellitaire L2

Une erreur de l'éphéméride satellitaire L2 pourrait-elle produire un biais en déclinaison ? Pour répondre à cette question, il est important de rappeler que l'utilisation du modèle L2 ne produit pas de positions théoriques des satellites galiléens en ascension droite et déclinaison, mais elle produit des positions $(\Delta\alpha, \Delta\delta)$ relatives au barycentre du système jovien. Une erreur systématique en déclinaison ne peut donc être imputée au modèle satellitaire mais à la référence même de positionnement, c'est-à-dire le barycentre du système planétaire considéré. De plus et si effectivement une défaillance était rencontrée à ce niveau, elle se traduirait par une erreur d'inclinaison des plans orbitaux, erreur qui serait compensée voire annulée par la révolution des satellites sur leur orbite respective. D'autre part, nous démontrerons dans une prochaine section que par l'utilisation d'une éphéméride des satellites galiléens du "Jet Propulsion Laboratory (JPL)", soit un modèle dynamique différent, nous produisons des résultats similaires.

En conséquence, l'utilisation de l'éphéméride satellitaire L2 ne peut être ici à l'origine d'une erreur systématique en déclinaison.

Une erreur de l'éphéméride planétaire INPOP10

Une erreur de l'éphéméride planétaire INPOP10 pourrait-elle produire un biais en déclinaison ? Selon les résultats et discussions proposés, mais aussi selon différentes références bibliographiques, nous pouvons évoquer trois indices intéressants allant dans ce sens.

1. L'erreur systématique en déclinaison que nous relevons, est visible sur les données des statistiques (RA, Dec) de la Table 6.9, mais pas sur les données des statistiques intersatellites. Il est alors important de rappeler que dans le cas d'une étude intersatellite, certains effets systématiques et notamment ceux dus à la position de la planète sont minimisés.
2. Nous avons évoqué, lors de la discussion précédente, que l'utilisation du modèle L2 ne produit pas de positions théoriques des satellites galiléens en ascension droite et déclinaison, mais des positions relatives au barycentre du système jovien. Comme nous avons aussi mis hors de cause les précédentes origines possibles du biais qui ont été discutées, une erreur systématique en déclinaison ne peut désormais être imputée qu'à la référence de positionnement qui n'est autre que le barycentre du système planétaire : référence produite par l'utilisation de l'éphéméride correspondante.

3. Lors de l'analyse d'observations USNO des principaux satellites de Saturne, Pascu et al. (1990) évoquent l'existence d'une erreur systématique en déclinaison due à l'éphéméride planétaire DE125 (Standish, 1985). Plus récemment, Stone et al. (2003) évoquent une erreur systématique positive en déclinaison de quelques dizaines de mas, soit d'un ordre de grandeur analogue à notre résultat, quelle que soit l'éphéméride planétaire "récente" utilisée.

Ces quelques indices nous laissent donc supposer que l'utilisation de la théorie INPOP10 pourrait être à l'origine du biais en déclinaison remarqué. Plus particulièrement maintenant, deux raisons principales peuvent expliquer une telle erreur systématique, liées toutes deux aux observations utilisées dans les ajustements des modèles planétaires.

Pascu et al. (1990) démontrent que leur biais rencontré en déclinaison ne peut être dû ni aux observations, ni à la méthode de réduction (plusieurs méthodes différentes testées produisent des résultats identiques), mais aux anciennes observations utilisées pour l'ajustement de l'éphéméride DE125 et notamment les observations des transits planétaires. Cette hypothèse est appuyée par les références aux publications de Hog (1972), Standish et al. (1976) et Seidelmann et al. (1985), d'après lesquelles les erreurs systématiques étaient répandues dans les anciennes observations de transits. Plus récemment, Stone et al. (2003) évoquent là encore ce fait. De fortes présomptions laissent ainsi entendre que l'erreur systématique en déclinaison serait induite par un effet de phase en latitude non corrigé. En effet, selon Pascu et al. (1990), seule la contribution en longitude de l'effet de phase était corrigée sur les anciennes observations de transits planétaires. En conséquence, la position de la planète considérée serait moins bien contrainte en déclinaison qu'en ascension droite; elle pourrait donc s'en retrouver biaisée et moins précise sur cette dimension. Les nouvelles observations de transits sont désormais corrigées des effets de phase en longitude et latitude (Morrison et al., 1998). Cela étant et à titre d'information, la proportion des observations des transits de Jupiter ajustées dans les modèles récents tels DE421 (Folkner et al., 2008), DE423 (JPL, 2010), INPOP06 (Fienga et al., 2008), INPOP08 (Fienga et al., 2009), INPOP10 et EPM08 (Pitjeva, 2009, 2010), est similaire et de l'ordre de 56%. Nous estimons aussi que la part dans ce pourcentage des anciennes observations de transits s'élève à 70%.

Stone et al. (2003) démontrent que les éphémérides planétaires, et celles de Jupiter en particulier, sont affectées par une erreur systématique en déclinaison de l'ordre de quelques dizaines de mas. Notre résultat est donc cohérent avec ce précédent. Il est d'ailleurs expliqué que ce biais serait dû à la contribution, en plus de celle des transits, d'observations anciennes dans l'ajustement des modèles testés et réduites selon des catalogues d'étoiles moins justes et moins précis que les actuels. Plus récemment, Chesley et al. (2010) démontrent que les réductions astrométriques réalisées avec les catalogues USNO-A1.0, USNO-A2.0 et USNO-B1.0 sont affectées par une erreur systématique en déclinaison de l'ordre de 30 mas à plusieurs dizaines de mas, par rapport à UCAC2. Il apparaît donc évident que la contribution d'observations anciennes dans l'ajustement d'une théorie planétaire, qui auraient été réduites avec des références biaisées et imprécises en déclinaison, peut ainsi être à l'origine non seulement d'une erreur systématique telle que celle relevée, mais aussi d'une précision dégradée sur cette dimension. À titre d'information, la proportion des anciennes et nouvelles observations CCD de Jupiter, ajustées dans les modèles récents (DE421, DE423, INPOP06, INPOP08, INPOP10 et EPM08), est similaire et de l'ordre de 43%.

Aussi, nous estimons que l'erreur systématique de l'ordre de 35 mas en déclinaison, mise en évidence depuis les données des statistiques (RA, Dec) et Figures correspondantes, trouve son origine dans l'utilisation de l'éphéméride planétaire INPOP10 principalement, hormis la contribution à 5 mas du catalogue d'étoiles UCAC2 bien sûr. Nous pouvons d'ailleurs supposer que ce biais est introduit par une contribution complexe des observations anciennes (transits ou visuelles) utilisées dans l'ajustement du modèle dynamique. D'autre part, il n'y a aucune raison pour que l'éphéméride INPOP10 soit l'unique théorie exclusivement affectée : nous démontrerons dans une prochaine section que différentes éphémérides planétaires présentent un effet similaire, dont la grandeur varie de 36 mas à 48 mas.

6.5 Comparaison des modèles satellitaires L2 et jup230

Nous avons réduit les observations USNO avec le catalogue d'étoiles UCAC2 ; les (O-C) présentés ont été déterminés à théorie planétaire donnée et éphémérides satellitaires distinctes, soit en utilisant le modèle INPOP10 et les éphémérides L2 (Lainey et al., 2009) de l'IMCCE et jup230 (Jacobson) du JPL.

6.5.1 Données théoriques

L'éphéméride satellitaire L2 de l'IMCCE est une implémentation numérique du problème des n-corps appliqué au système jovien : il s'agit de résoudre les équations d'un problème à 7 corps composé de Jupiter, Io, Europe, Ganymède, Callisto, Saturne et le Soleil. Ce modèle comprend les perturbations : solaire et planétaire (Saturne), la précession jovienne, les termes d'aplatissement de Jupiter, les termes d'aplatissement et la résonance spin-orbite des satellites, les effets de marées. L'influence des satellites non galiléens et plus particulièrement des quatre satellites internes que sont Métis (le plus proche de Jupiter), Adrastée, Amalthée (le plus massif) et Thébé (le plus proche de Io), est implicitement prise en compte par l'ajout de leur masse respective à celle de Jupiter.

L'éphéméride satellitaire jup230 du JPL est, elle aussi, une implémentation numérique du problème des n-corps appliqué au système jovien, à la grande différence qu'elle traduit la résolution des équations d'un problème à 8 corps composé de Jupiter, Amalthée, Io, Europe, Ganymède, Callisto, Saturne et le Soleil. Malheureusement nous disposons de peu d'informations quant aux perturbations que comprend ce modèle ; toutefois, nous supposons à juste titre que les termes introduits sont analogues à ceux de l'éphéméride L2, à ceci près que les effets de marées ne sont pas modélisés (Jacobson, Communication privée, 2011). L'influence de Métis, Adrastée et Thébé est implicitement prise en compte par l'ajout de leur masse respective à celle de Jupiter.

Aussi les deux modèles diffèrent principalement par le nombre de corps en question, par le fait que les effets de marées sont uniquement modélisés avec l'éphéméride L2 et par des jeux d'observations et poids différents pour leur ajustement respectif.

Dans un souci de simplification, les Figures 6.17 à 6.20 présentent les différences L2/jup230 des positions équatoriales théoriques de chaque satellite galiléen. Les zones grisées mettent en évidence la période correspondant à celle de l'ensemble des observations USNO que nous avons étudiées.

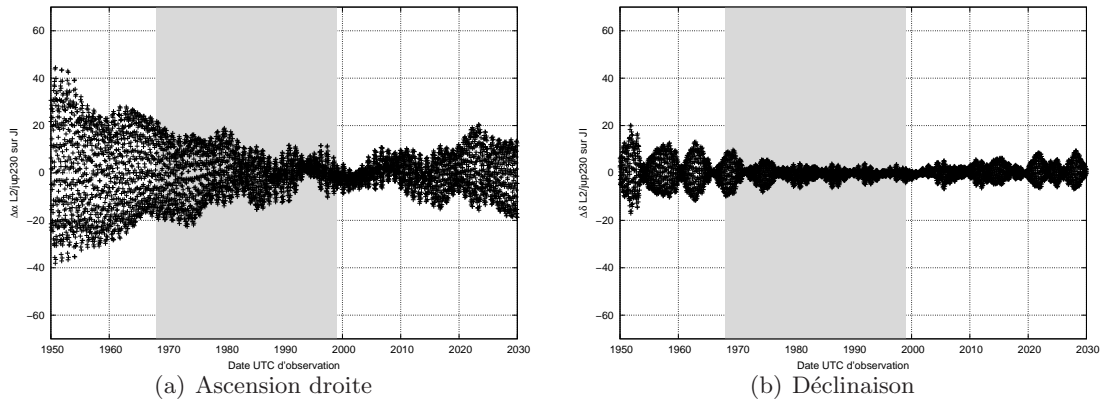


Figure 6.17 – Différences L2/jup230 des positions théoriques de Io (JI), en mas.

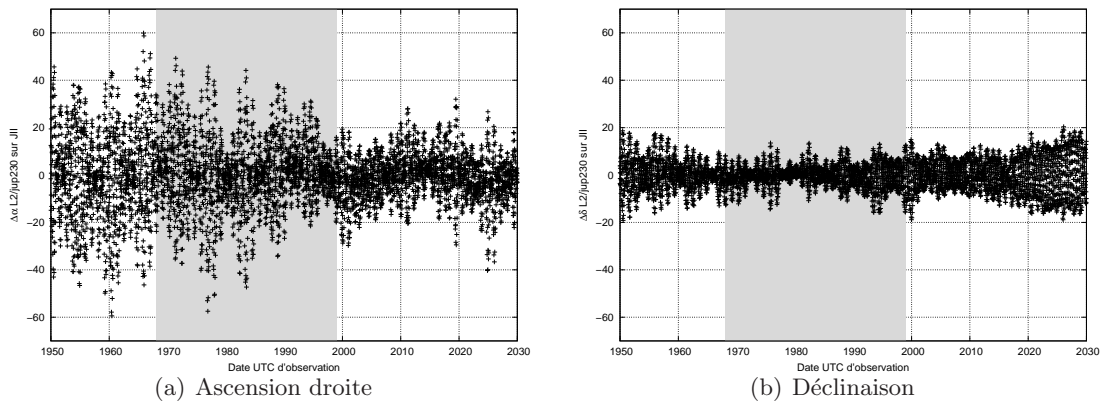


Figure 6.18 – Différences L2/jup230 des positions théoriques de Europe (JII), en mas.

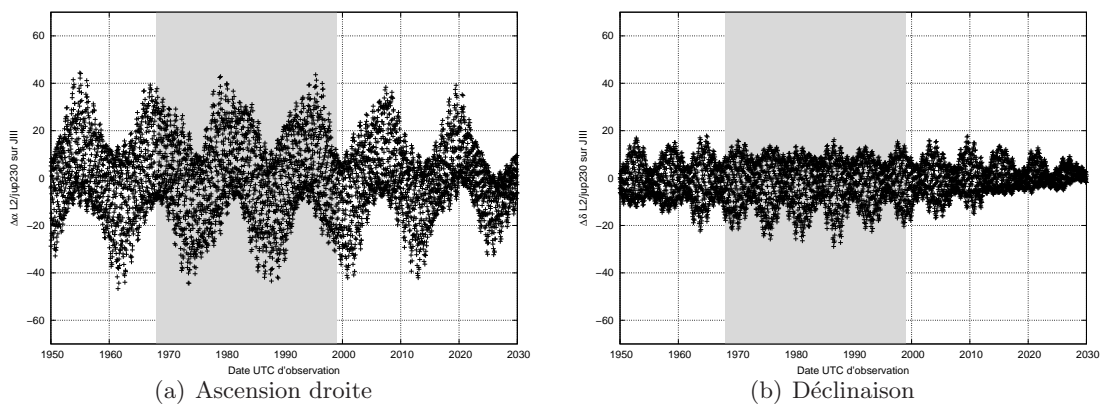


Figure 6.19 – Différences L2/jup230 des positions théoriques de Ganymède (JIII), en mas.

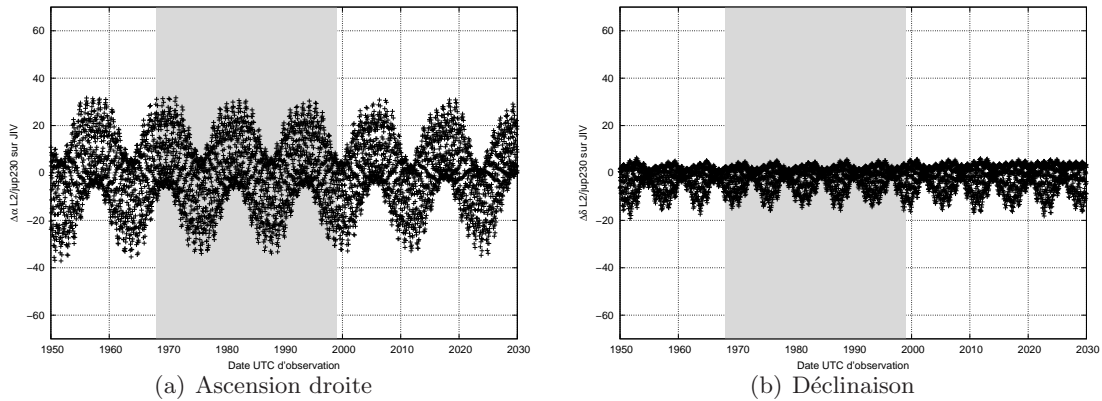


Figure 6.20 – Différences L2/jup230 des positions théoriques de Callisto (JIV), en mas.

La Figure 6.17 montre que les écarts de positions en ascension droite et déclinaison sont inférieurs à 20 mas sur notre période. Une divergence plus visible des extrapolations apparaît sur cette première dimension pour les années antérieures à 1990 et postérieures à 2010; elle est d’autant plus prononcée que nous nous éloignons de cet intervalle dans le temps. Par une analyse en fréquence, nous retrouvons principalement les fréquences propres de Io et Europe, ainsi que des termes périodiques à 5.92 et 11.84 ans.

La Figure 6.18 montre une très nette dégradation du signal en ascension droite, les écarts de positions pouvant atteindre 50 mas sur notre période. En déclinaison, les différences restent inférieures à 20 mas. Une légère divergence des extrapolations apparaît sur cette dimension pour les années antérieures à 1960 et postérieures à 1990; elle est d’autant plus prononcée que nous nous éloignons de cet intervalle dans le temps. Par une analyse en fréquence, nous retrouvons principalement les fréquences propres de Io, Europe et Ganymède, ainsi que des termes périodiques à 5.92 et 11.84 ans.

La Figure 6.19 montre une oscillation évidente du signal en ascension droite selon une amplitude de 50 mas. Les écarts de positions en déclinaison sont inférieurs à 40 mas sur notre période; les données jup230 apparaissent tantôt surestimées (avant 1970 et après 2005) et tantôt sous-évaluées par rapport aux données L2, ce qui se traduit par une répartition dissymétrique. Par une analyse en fréquence, nous retrouvons principalement les fréquences propres de Io, Europe et Ganymède, ainsi que des termes périodiques à 5.93 et 11.86 ans.

La Figure 6.20 montre là encore une oscillation évidente du signal en ascension droite selon une amplitude de 35 mas. Les écarts de positions en déclinaison sont inférieurs à 20 mas sur notre période; les données jup230 apparaissent systématiquement sous-estimées par rapport aux données L2, ce qui se traduit par une répartition dissymétrique. Par une analyse en fréquence, nous retrouvons principalement les fréquences propres de Callisto, ainsi que des termes périodiques à 5.91 et 11.82 ans.

La variation des écarts L2/jup230 de Io présente la meilleure évolution dans le temps; ce résultat est cohérent car il s’agit du satellite le “mieux” connu. D’autre part, nous avons noté une dégradation très nette du signal en ascension droite de Europe. Comme ce satellite est en résonance de Laplace, il est celui dont le mouvement est le plus perturbé: son moyen mouvement est sujet à plus de variations, ce qui explique la dégradation du

signal sur cette dimension et non en déclinaison. D'un autre côté, les variations des écarts L2/jup230 de Ganymède et Callisto présentent des évolutions comparables à une modulation d'amplitude près. Le signal de Ganymède est celui dont l'amplitude est la plus forte ; Lainey et al. (2009) ont montré qu'en raison de la résonance de Laplace, ce corps présentait la plus grande dérive. Enfin et pour chacun des quatre satellites, la répartition des écarts de positions L2/jup230 dans le temps est systématiquement mieux contenue en déclinaison qu'en ascension droite. Ce résultat est cohérent car l'essentiel de leur mouvement apparent est réalisé sur cette dernière dimension ; il s'agit d'un effet purement géométrique.

Cela étant, comment expliquer de telles variations entre les modèles L2 et jup230 ? De par les jeux d'observations et poids respectifs, les modèles eux-mêmes et les perturbations retenues, les deux éphémérides proposent une dynamique différente : les satellites ont un même mouvement global mais des écarts ponctuels apparaissent, ce sont eux que nous avons mis en évidence. Plus particulièrement, des jeux d'observations et des poids différents peuvent influencer de manière conséquente sur la prédiction de positions ; nous supposons d'ailleurs que cette cause est responsable des dissymétries relevées sur les déclinaisons de Ganymède et Callisto. Un second indice allant dans ce sens sera présenté après ajustement du modèle dynamique IMCCE à nos observations, car l'effet ne sera plus décelable. Parallèlement, les masses du système sont distinctes (Table 6.11), aussi l'influence gravitationnelle des composantes mêmes du système est un autre élément pouvant introduire conjointement une différenciation. Une contribution complexe des causes citées conduit en toute évidence à une déviation des résultats.

	GM du modèle L2	GM du modèle jup230
Io	5.9575483800×10^3	5.9599160334×10^3
Europe	3.2014555435×10^3	3.2027387749×10^3
Ganymède	9.8838953539×10^3	9.8878344533×10^3
Callisto	7.1764331583×10^3	7.1792893614×10^3
Amalthée	0.0000000000×10^0	0.1378480571×10^0
Thébé	0.0000000000×10^0	0.0000000000×10^0
Jupiter	1.2663612089×10^8	1.2668653492×10^8
Système	1.2666234022×10^8	1.2671276484×10^8

Table 6.11 – Constantes de gravitation des corps du système jovien en $\text{km}^3 \cdot \text{s}^{-2}$, selon l'utilisation des éphémérides satellitaires L2 et jup230.

Nous pouvons aussi remarquer que l'évolution dans le temps des positions des quatre satellites galiléens est périodique. Nous retrouvons un terme de l'ordre de 12 ans correspondant à la période de révolution de Jupiter, ainsi que la demi-période associée et un terme de l'ordre de 1 an. Comme lors de la présentation des résultats de référence, ces signaux sont dus au mouvement relatif de l'observateur par rapport au système jovien ; nous avons bien évidemment vérifié que par la normalisation des écarts L2/jup230 selon la distance de séparation Terre/satellite respective, nous éliminons ces périodes. D'ailleurs les satellites Ganymède et Callisto semblent les plus affectés dans le sens où ce sont les deux corps pour lesquels les variations périodiques sont nettement décelables. Ce résultat est cohérent car plus la séparation satellite/Jupiter est grande, plus les résultats de positionnement sont touchés par la modulation d'amplitude du facteur d'échelle apparent pendant la révolution de la planète.

Comme les dynamiques L2 et jup230 sont différentes, les moyens mouvements correspondants sont distincts. Ceci explique que nous retrouvons principalement les fréquences propres des satellites galiléens depuis les données des Figures 6.17 à 6.20. Nous avons alors réalisé une analyse en fréquence sur 30 ans des paramètres osculateurs L2 et jup230 et ce, afin d'extraire plus précisément ces informations depuis les perturbations mutuelles des corps sur leur orbite respective. Dans un souci de simplification, la Table 6.12 présente les périodes et amplitudes en demi-grand axe extraites.

	L2		jup230	
	Période (jours)	Amplitude (km)	Période (jours)	Amplitude (km)
JI	1.7627	5.6959	1.7627	5.7025
	3.5252	1.2979	3.5254	1.2843
JII	1.7626	3.7722	1.7627	3.9157
	3.5255	32.2042	3.5255	32.3227
	7.0540	6.6982	7.0541	6.8899
JIII	1.7627	2.7165	1.7627	2.7191
	3.5254	9.3399	3.5254	9.1444
	7.0509	47.7770	7.0509	48.2510
JIV	16.7477	12.2012	16.7483	12.1862

Table 6.12 – Fréquences propres en demi-grand axe des satellites galiléens, selon l'utilisation des éphémérides satellitaires L2 et jup230.

Nous pouvons ainsi remarquer, depuis ce bref panel représentatif, que les résultats L2 et jup230 proposés restent très similaires : les différences maximales en période et amplitude sont inférieures respectivement à 1×10^{-3} jours et 0.5 km. Malgré ces équivalences, les dynamiques distinctes des modèles résultent en la différenciation des prédictions de positionnement. D'ailleurs et par une analyse des écarts L2/jup230 sur la période correspondant à celle des observations USNO, nous estimons que la précision moyenne des deux éphémérides est de l'ordre de 15.5 mas. Ce résultat est cohérent avec la donnée de précision externe L2 mesurée à 15 mas par Lainey (Communication privée, 2010), d'autant plus que les deux modèles sont assez bien contraints sur notre période car ajustés avec des observations relatives USNO des satellites galiléens communes. Cela étant et comme nous l'avons déjà évoqué, les positions équatoriales en question sont affectées par un signal artificiel introduit par le déplacement de l'observateur. Pour éliminer ce signal, nous avons normalisé les écarts L2/jup230 par la distance de séparation Terre/satellite respective. En conséquence, nous nous affranchissons des termes géométriques pour ne considérer que les dynamiques L2 et jup230. De plus, nous avons réservé notre analyse aux dates des observations USNO en particulier et dans ce cas, nous estimons que la précision moyenne des deux éphémérides est de l'ordre de 12 mas. Le fait que cette valeur soit inférieure à la précédente est tout aussi cohérent car nous disposons d'une proportion importante d'observations pour lesquelles les satellites sont proches de l'élongation. Dans ce cas, la vitesse orbitale est quasi minimale et le résultat direct consiste en la réduction des écarts L2/jup230 aux dates considérées.

Par construction, l'éphéméride L2 n'introduit pas le mouvement d'Amalthée; aussi nous avons vérifié que le signal correspondant ne pouvait être détecté depuis l'évolution temporelle des paramètres osculateurs de Io en particulier, principal corps perturbé car le plus proche. Nous envisageons donc son extraction depuis les (O-C) L2 des observations USNO et ce, dans le but de déterminer une masse par l'analyse de données sol.

A contrario, l'éphéméride jup230 propose la modélisation du mouvement d'Amalthée; et contre toute attente, nous n'avons pas été en mesure d'extraire le signal correspondant depuis l'évolution temporelle des paramètres osculateurs de Io. La perturbation associée ayant pourtant une période de l'ordre de 0.50 jours pour une amplitude de 20 km environ (Lainey, Communication privée, 2011). Nous avons alors réalisé une seconde analyse en fréquence des paramètres osculateurs d'Amalthée; là non plus, aucun signal associé à Io n'a pu être détecté. En conséquence et comme Amalthée ne semble pas perturber les satellites galiléens ni inversement, nous pouvons supposer que son orbite jup230 est uniquement précessante, c'est-à-dire considérant les mouvements du périastre et du nœud. Notre hypothèse sera vérifiée dans le prochain chapitre lors de la détection du signal d'Amalthée depuis les (O-C) jup230 des observations USNO.

6.5.2 Données USNO

Pour chaque satellite galiléen, la Table 6.13 présente les données intersatellites des statistiques L2 et jup230 que sont : les moyennes des (O-C) et leurs dispersions correspondantes, en ascension droite et déclinaison. Rappelons que les positions intersatellites proposées sont rapportées au barycentre des satellites observés.

	$\overline{(O - C)}_{\alpha \cos \delta}$	$\sigma_{\alpha \cos \delta}$	$\overline{(O - C)}_{\delta}$	σ_{δ}
JI / L2	-3.1	33.4	8.5	32.9
JII / L2	3.3	34.3	-3.6	33.2
JIII / L2	0.3	34.6	4.9	37.5
JIV / L2	-0.6	41.3	-9.5	40.3
Moyenne / L2	0.0	36.2	0.0	36.9
JI / jup230	-2.7	33.8	7.4	33.0
JII / jup230	0.7	34.5	-4.8	34.0
JIII / jup230	0.9	36.2	6.0	37.5
JIV / jup230	1.0	42.7	-8.4	40.5
Moyenne / jup230	0.0	37.1	0.0	37.1

Table 6.13 – Moyennes et dispersions des (O-C) des positions intersatellites USNO des satellites galiléens, selon l'utilisation des éphémérides satellitaires L2 et jup230, en mas.

Nous relevons de faibles écarts entre les réductions astrométriques L2 et jup230. Les différences maximales en ascension droite et déclinaison sont respectivement de 2.6 mas et 1.2 mas pour les (O-C) moyens individuels, et de 1.6 mas et 0.8 mas pour les dispersions. Aucun lien ne peut être établi entre la grandeur des (O-C) moyens et le diamètre apparent, la masse ou la distance à Jupiter du satellite correspondant. Qu'il s'agisse des réductions L2 ou jup230, les (O-C) moyens individuels sont tour à tour et deux à deux meilleurs; aucune tendance ne peut être dégagée. D'ailleurs et en toute évidence, leurs moyennes des (O-C) moyens sont nulles et identiques en ascension droite et déclinaison. Cela étant, les dispersions L2 sont systématiquement inférieures sur ces deux dimensions, ce qui laisse supposer que les erreurs à courte période de ce modèle sont mieux contenues sur notre

intervalle de temps. Nous avons réduit des sous-ensembles d'observations avec ces mêmes éphémérides ; la tendance est conservée. Aussi, sur la simple base de ce constat et comme la contribution des erreurs de mesure est identique dans les deux cas, nous pouvons supposer que l'éphéméride L2 est plus précise dans le cadre de notre étude. Cette hypothèse n'est pas contradictoire avec l'estimation que nous avons faite en section précédente quant à la précision des deux modèles étudiés (nous avons noté que la précision moyenne des modèles L2 et jup230, sur notre période, était de l'ordre de 12 mas). Cependant, il s'agit là d'une information moyenne évaluée avec un pas d'échantillonnage faible et régulier, qui plus est depuis des données théoriques ; il est donc tout à fait envisageable que le résultat de précision externe diffère dès lors qu'elle est estimée à partir de données "vraies". À titre indicatif, la moyenne des dispersions L2 est de 36.5 mas contre 37.1 mas pour l'éphéméride jup230. D'autre part, nous retrouvons pour ces deux modèles un même effet liant les dispersions individuelles et l'éloignement du satellite galiléen correspondant, qui introduit une erreur que nous supposons proportionnelle à la quantité mesurée (chapitre 6.3 p.154).

Plus généralement, la grandeur des écarts relevés pourra être relativisée car une précision inférieure à 4 mas sur 30 années de mesures n'a encore jamais été atteinte depuis l'analyse d'observations anciennes. En ce sens, nous pouvons affirmer que les statistiques L2 et jup230 restent comparables. Ce résultat est d'ailleurs cohérent avec les conclusions de la précédente section.

6.6 Erreur observationnelle intersatellite

Nous avons estimé, chapitre 6.1.3 p.146, une erreur observationnelle théorique. Nous avons d'ailleurs insisté sur le fait qu'il s'agissait d'une donnée incomplète et sous-évaluée, car l'indicateur utilisé ne prenait pas en considération les erreurs de zones du catalogue de référence ni les imprécisions dues à la qualité de visibilité du ciel ou encore l'éloignement des satellites du centre optique du champ. Or ces composantes affectent directement nos résultats de positionnement ; depuis les (O-C) USNO des satellites galiléens, nous devons donc être en mesure d'estimer une erreur observationnelle "vraie" au cours de notre période d'étude. L'analyse proposée s'inscrit directement dans notre objectif de séparer les diverses contributions des erreurs systématiques, périodiques et aléatoires résiduelles.

Nous avons choisi, dans cette section, de travailler depuis les données intersatellites L2 dont les statistiques sont présentées en Tables 6.9 et 6.13. En l'occurrence, certains effets systématiques et notamment ceux dus à la position de Jupiter sont minimisés. Nous avons d'ailleurs pu vérifier que ni la mesure ni le rattachement au catalogue UCAC2 n'introduisaient de biais en ascension droite ou déclinaison. Aussi, nous supposons que les dispersions équatoriales désormais en question résultent d'une contribution complexe des erreurs observationnelles et du modèle satellitaire, qu'elles soient périodiques ou aléatoires. Néanmoins, une simple différence ne peut suffire à traduire une information fiable : connaissant la précision externe moyenne du modèle L2 nous serions tentés de déduire sa valeur des dispersions intersatellites, mais cela serait une opération bien simplificatrice et n'aurait pas de sens. Une première possibilité consisterait alors à réaliser une statistique par nuits d'observations. Dans ce cas, nous pourrions supposer que l'erreur du modèle satellitaire est constante en raison du court intervalle de temps nécessaire à l'acquisition ; les écarts éventuels entre les dispersions étant principalement dus à l'erreur observationnelle, c'est-à-dire la mesure, les objets de référence et le seeing. Cependant nous ne disposons pas de suffisamment d'information permettant une telle étude : les observations par nuits sont en nombre limité et donc les dispersions calculées ne seraient pas statistiques au sens propre

du terme, les nuits ne se suivent pas assez régulièrement non plus. En conséquence, nous estimerons ici une donnée moyenne “vraie” de l’erreur observationnelle intersatellite, car déterminée depuis l’ensemble des mesures USNO réalisées, soit sur une période de près de 30 ans d’observations.

Nous avons ainsi préféré travailler sur les (O-C) intersatellites L2 et qui plus est, corrigés du signal artificiel introduit par le déplacement de l’observateur pour ne représenter que la dynamique du modèle. En éliminant les composantes introduites par les satellites galiléens, seul le signal observationnel doit résulter. Nous avons alors réalisé une analyse en fréquence des (O-C) en ascension droite et déclinaison de chaque satellite pour déterminer des ensembles Fréquence-Amplitude-Déphasage (ν, A, φ) et produire une nouvelle statistique intersatellite depuis des positions $(\alpha, \delta)_t^*$ telles que :

$$(\alpha, \delta)_t^* = (\alpha, \delta)_t - \sum_{i=1}^n A_i \cos(2\pi\nu_i t + \varphi_i) \quad (6.2)$$

Avec t la date d’observation considérée; i le nombre de fréquences extraites allant jusqu’à n , pour chaque satellite indépendamment; A_i , ν_i et φ_i les amplitudes, fréquences et déphasages des signaux correspondants. Aussi la Table 6.14 présente dans un premier temps les données intersatellites L2 corrigées du signal artificiel introduit par le déplacement de l’observateur, puis les données intersatellites L2 une fois les signaux périodiques des satellites galiléens éliminés. Il s’agit une fois de plus des moyennes des (O-C) et de leurs dispersions correspondantes, en ascension droite et déclinaison. Précisons que dans le but de conserver des résultats à amplitudes comparables avec nos références en Table 6.9, nous avons multiplié chaque position normalisée par la distance moyenne Terre/Jupiter associée à l’ensemble de nos observations, soit 4.5 UA. Enfin et à titre d’information, les signaux extraits par notre analyse en fréquence traduisent principalement les fréquences propres des satellites vues en Table 6.12 et de la planète, pour des amplitudes pouvant aller jusqu’à 15 mas ($\simeq 45$ km).

	$\overline{(O-C)}_{\alpha \cos \delta}$	$\sigma_{\alpha \cos \delta}$	$\overline{(O-C)}_{\delta}$	σ_{δ}
JII	-2.9	33.3	8.5	33.2
JIII	3.2	34.4	-3.5	33.5
JIII	0.1	34.5	4.1	34.8
JIV	-0.5	36.9	-9.3	36.6
Moyenne	0.0	35.1	0.0	35.4

	$\overline{(O-C)}_{\alpha \cos \delta}$	$\sigma_{\alpha \cos \delta}$	$\overline{(O-C)}_{\delta}$	σ_{δ}
JII	-2.5	27.3	8.5	27.5
JII	3.0	28.8	-3.4	27.6
JIII	0.1	29.2	4.2	29.6
JIV	-0.4	30.4	-8.9	30.8
Moyenne	0.0	29.2	0.0	29.1

Table 6.14 – Moyennes et dispersions L2 des (O-C) des positions intersatellites USNO des satellites galiléens, en mas. Positions normalisées (haut) et positions normalisées une fois les signaux périodiques des galiléens éliminés (bas).

Selon les données des statistiques intersatellites normalisées, nous relevons une modification évidente et limitée de la grandeur des (O-C) moyens individuels et des dispersions correspondantes. L'élimination du signal artificiel introduit par le déplacement de l'observateur nous permet de lisser les signaux des galiléens autour de leur moyenne respective et de gagner en homogénéité : les moyennes des dispersions sont inférieures à 35.5 mas pour un écartement de 0.3 mas.

Selon les données des statistiques intersatellites normalisées et corrigées des signaux périodiques des galiléens, nous relevons principalement une diminution des dispersions jusqu'à 6.5 mas. Ce résultat est cohérent car les signaux périodiques des galiléens influent directement sur les dispersions individuelles. D'ailleurs la moyenne des dispersions est passée de 35.2 mas à 29.1 mas pour un écartement de 0.1 mas, ce qui implique non seulement l'élimination d'une erreur périodique moyenne de l'ordre de 6 mas, mais aussi un nouveau gain en homogénéité. La moyenne des dispersions en déclinaison devient désormais inférieure à celle en ascension droite ; ce résultat est d'autant plus intéressant car nous savons que la théorie satellitaire est moins bien déterminée sur cette dernière dimension en raison du mouvement apparent des satellites. Nous démontrons ici la justesse de notre réflexion et procédure de calcul. Toutefois, nous constatons qu'il réside un écart certain entre notre valeur et les 12 mas de précision annoncés lors de la comparaison des éphémérides satellitaires. En effet, notre analyse en fréquence tient principalement compte des signaux à courtes périodes que nous avons pu extraire. Les périodes longues que nous savons effectives (Lainey, 2003) n'ont pu être décelées car notre intervalle de temps de 30 ans ne le permet pas ; les termes associés n'ont donc pas pu être éliminés. En conclusion et malgré le fait que nous ne pouvons déduire l'ensemble des signaux périodiques des galiléens, nous devons nous arrêter à l'estimation suivante sur notre intervalle de temps : la contribution moyenne intersatellite des erreurs périodiques de l'éphéméride L2 est de l'ordre de 6 mas ($\simeq 20$ km), la contribution moyenne intersatellite des erreurs périodiques et aléatoires observationnelles est de l'ordre de 29 mas ($\simeq 87$ km). L'écart entre cette dernière valeur et notre donnée théorique de 20 mas s'explique principalement par la prise en compte réelle des erreurs du catalogue de référence à un taux d'échantillonnage irrégulier, de la totalité des imprécisions dues à la qualité de visibilité du ciel, du fait que les satellites sont à une distance variable du centre du champ et d'un résidu du modèle satellitaire qui ne peut être éliminé.

La grandeur des contributions énoncées permet d'estimer la qualité des observations USNO des satellites galiléens, mais aussi la qualité de la méthode d'analyse que nous avons développée. Outre le fait qu'il s'agisse ici de données intersatellites déduites de positions équatoriales, ces résultats sont meilleurs que ceux de l'époque de réalisation, dont la précision était de 90 mas en intersatellite seulement. Il sont aussi meilleurs que ceux issus de programmes d'observations plus récents. Ils démontrent à eux seuls l'intérêt d'une nouvelle réduction astrométrique d'anciennes plaques photographiques, qu'il s'agisse du calcul de positions (RA, Dec) ou relatives, ou plus généralement l'intérêt de ne pas relâcher l'effort observationnel. La précision avec laquelle nous traitons désormais les résultats de positionnement permettrait l'ajustement toujours plus exact des paramètres dynamiques des systèmes planétaires considérés.

6.7 Comparaison de modèles planétaires

Nous avons réduit les observations USNO avec le catalogue d'étoiles UCAC2 ; les (O-C) présentés ont été déterminés à modèle satellitaire donné L2 et éphémérides planétaires distinctes DE421 (Folkner et al., 2008), DE423 (JPL, 2010), INPOP06 (Fienga et al., 2008), INPOP08 (Fienga et al., 2009), INPOP10 (Fienga et al., 2010) et EPM08 (Pitjeva, 2009, 2010).

6.7.1 Données théoriques

Les six modèles en question sont tous une implémentation numérique du problème des n-corps appliqué au Système Solaire : il s'agit de résoudre les équations d'un problème à n corps composé des huit planètes du Système Solaire, la Lune, le Soleil, Pluton et un ensemble variable d'astéroïdes de la ceinture principale. Au-delà de la résolution des équations du mouvement des planètes, il est réalisé une intégration numérique de paramètres physiques tels l'orientation de la Terre, la position du barycentre du Système Solaire, le J_2 du Soleil, la masse d'astéroïdes... Les éphémérides se distinguent donc principalement par le nombre de corps en question, la méthode d'intégration et les paramètres ajustés, le nombre d'observations et poids utilisés et donc leur dynamique respective. À la différence des autres modèles, la théorie EPM08 intègre en plus le mouvement d'Eris sous couvert que sa masse est supérieure à celle de Pluton, ainsi que des vingt transneptuniens les plus grands. La Table 6.15 présente les caractéristiques principales de ces modèles. De plus, il convient d'informer que nous ne disposons d'aucune information quant à la théorie DE423 ; et que la mention de précision inférieure à 100 mas, communément renseignée pour Jupiter, traduit l'unique donnée et récurrente à l'ensemble des modèles qui est : "quelques dizaines de mas". La Table 6.16, elle, présente les types et nombres d'observations de Jupiter utilisées dans l'ajustement de chacune des éphémérides.

Modèle	Nombre de corps	Astéroïdes ajustés (GM)	Observations de Jupiter	Précision sur Jupiter	Intégrateur
DE421	11 + 343	11	5851	< 100 mas	Will & Nordtvedt Moyer
INPOP06	11 + 300	5	3213	< 100 mas	Adams PECE
INPOP08	11 + 300	34	5640	< 100 mas	Adams PECE
INPOP10	11 + 161	15	6245	< 100 mas	Adams PECE
EPM08	11 + 301 + Eris + 20 TNO	10	6298	< 100 mas	Everhart

Table 6.15 – Caractéristiques principales des modèles planétaires DE421, INPOP06, INPOP08, INPOP10 et EPM08.

Modèle	CCD & Transits	VLBI spatial	3D spatial	Flybys
DE421	5821	24	6	-
INPOP06	3189	24	-	-
INPOP08	5616	24	-	-
INPOP10	6216	24	-	5
EPM08	6267	24	7	-

Table 6.16 – Types et nombres d'observations de Jupiter utilisées pour l'ajustement des modèles planétaires DE421, INPOP06, INPOP08, INPOP10 et EPM08.

Ensuite et dans un souci de simplification, les Figures 6.21 à 6.25 présentent les différences des positions équatoriales théoriques de Jupiter données par chacun des modèles, relativement à l'éphéméride INPOP10. Précisons que nous avons choisi cette théorie comme référence car nous avons démontré que son utilisation pour la production des (O-C) (RA , Dec) n'introduisait pas d'erreur systématique en ascension droite plus particulièrement. Les zones grisées mettent en évidence la période correspondant à celle de l'ensemble des observations USNO que nous avons étudiées.

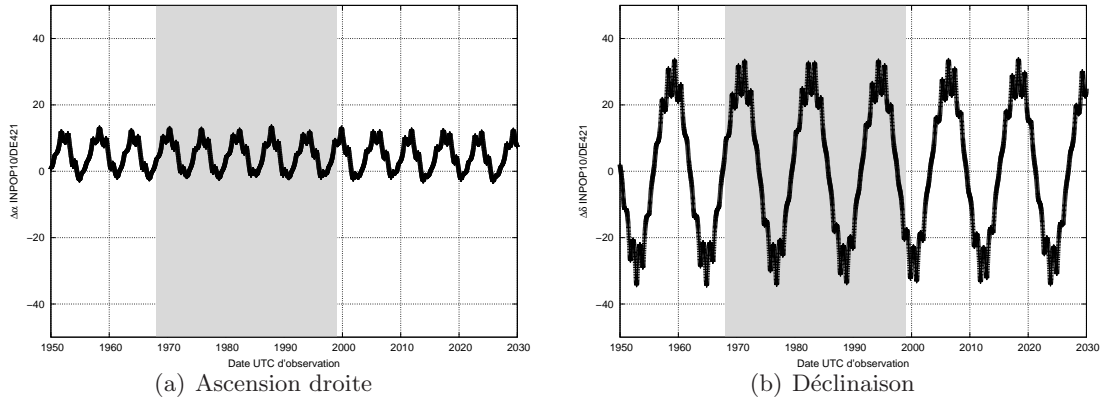


Figure 6.21 – Différences INPOP10/DE421 des positions théoriques de Jupiter, en mas.

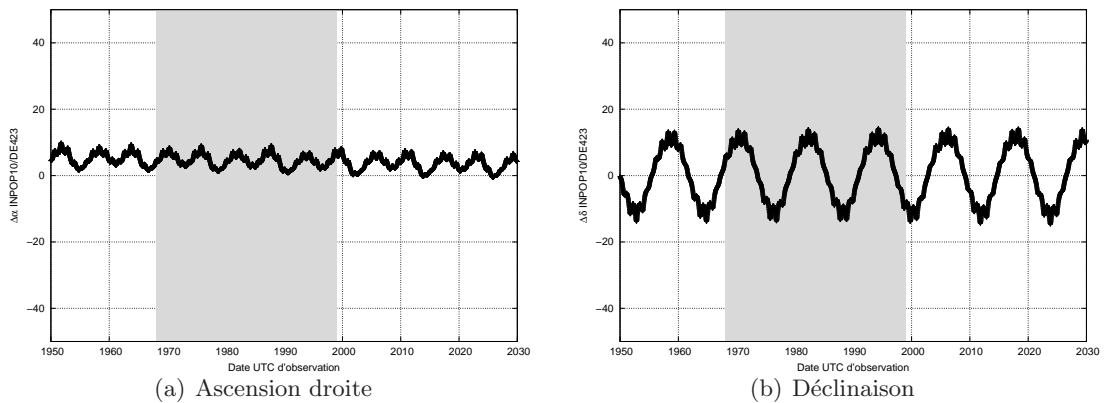


Figure 6.22 – Différences INPOP10/DE423 des positions théoriques de Jupiter, en mas.

La Figure 6.21 montre que les écarts de positions sont inférieurs à 15 mas en ascension droite et 37 mas en déclinaison. Nous relevons un décalage du signal sur cette première dimension de l'ordre de 4.5 mas. Cette tendance implique que les positions DE421 sont systématiquement surévaluées par rapport aux positions INPOP10. Nous verrons dans la prochaine section que les statistiques respectives, sur notre période et en ascension droite, diffèrent effectivement selon cet ordre de grandeur. Les variations équatoriales sont oscillantes et par une analyse en fréquence, nous retrouvons principalement des termes périodiques à 5.93 et 11.86 ans.

La Figure 6.22 montre que les écarts de positions sont inférieurs à 10 mas en ascension droite et 18 mas en déclinaison. Nous relevons un décalage du signal sur cette première dimension, par une pente légèrement descendante, compris entre 5 mas et 2 mas. Cette tendance implique que les positions DE423 sont systématiquement surévaluées par rapport aux positions INPOP10. Sur notre période, la moyenne du décalage est à 5 mas ; nous

verrons que les statistiques respectives en ascension droite diffèrent effectivement selon cet ordre de grandeur. Les variations équatoriales sont oscillantes et par une analyse en fréquence, nous retrouvons principalement des termes périodiques à 5.91 et 11.83 ans.

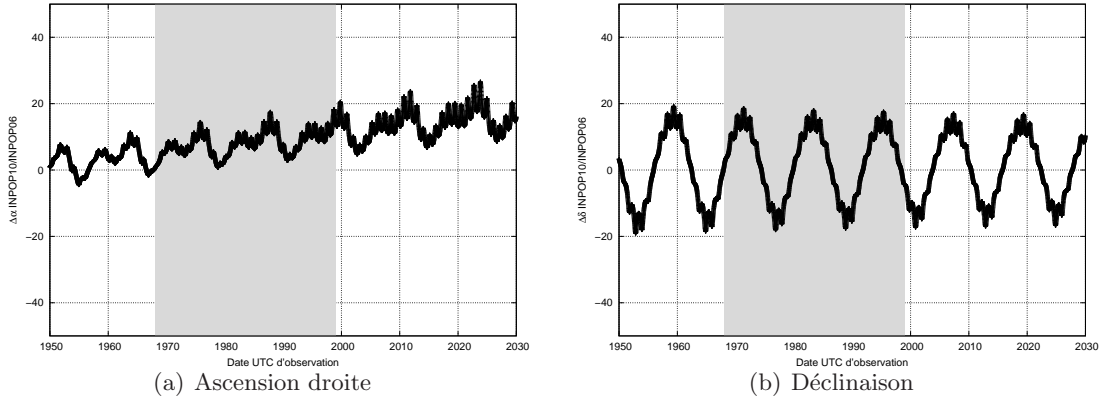


Figure 6.23 – Différences INPOP10/INPOP06 des positions théoriques de Jupiter, en mas.

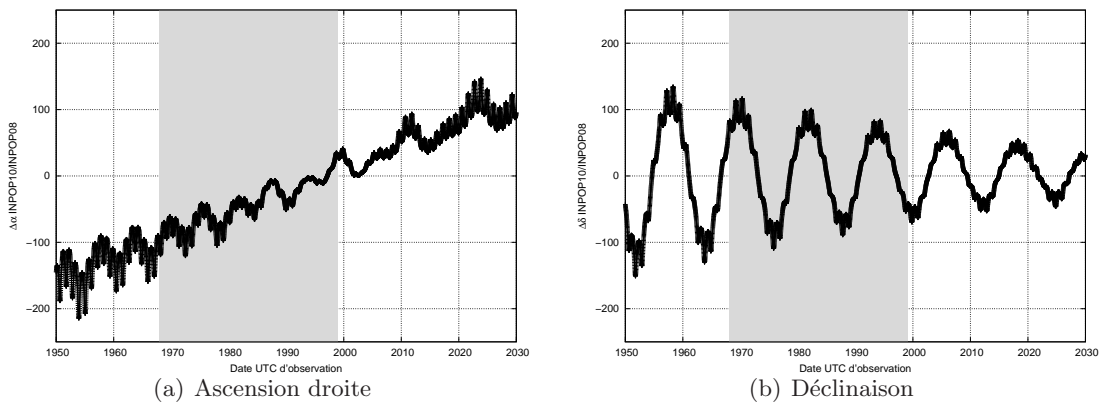


Figure 6.24 – Différences INPOP10/INPOP08 des positions théoriques de Jupiter, en mas.

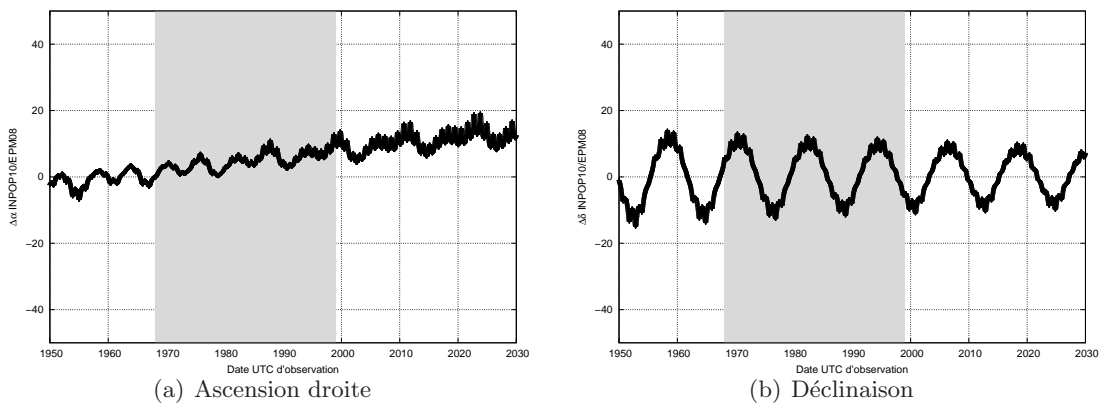


Figure 6.25 – Différences INPOP10/EPM08 des positions théoriques de Jupiter, en mas.

La Figure 6.23 montre que les écarts de positions sont inférieurs à 25 mas en ascension droite et 20 mas en déclinaison. Nous relevons un décalage du signal sur cette première dimension, par une pente plus montante, compris entre 2 mas et 20 mas. Cette tendance implique que les positions INPOP06 sont systématiquement surévaluées par rapport aux positions INPOP10. Sur notre période, la moyenne du décalage est à 9 mas ; nous verrons que les statistiques respectives en ascension droite diffèrent effectivement selon cet ordre de grandeur. Les variations équatoriales sont oscillantes et par une analyse en fréquence, nous retrouvons principalement des termes périodiques à 5.92 et 11.85 ans.

La Figure 6.24 montre que les écarts de positions sont inférieurs à 210 mas en ascension droite et 130 mas en déclinaison. Nous relevons un décalage du signal sur cette première dimension, par une pente fortement montante, compris entre -180 mas et +100 mas. Cette tendance implique que les positions INPOP08 sont systématiquement sous-évaluées par rapport aux positions INPOP10 avant 1999, puis systématiquement surévaluées après. Sur notre période, la moyenne du décalage est à 40 mas ; nous verrons là aussi que les statistiques respectives en ascension droite diffèrent effectivement selon cet ordre de grandeur. Les variations équatoriales sont oscillantes et par une analyse en fréquence, nous retrouvons principalement des termes périodiques à 5.93 et 11.86 ans.

La Figure 6.25 montre que les écarts de positions sont inférieurs à 20 mas en ascension droite et 18 mas en déclinaison. Nous relevons un décalage du signal sur cette première dimension, par une pente montante, compris entre -2 mas et +15 mas. Cette tendance implique que les positions EPM08 sont systématiquement sous-évaluées par rapport aux positions INPOP10 avant 1960, puis systématiquement surévaluées après. Sur notre période, la moyenne du décalage est à 5 mas ; nous verrons que les statistiques respectives en ascension droite diffèrent effectivement selon cet ordre de grandeur. Les variations équatoriales sont oscillantes et par une analyse en fréquence, nous retrouvons principalement des termes périodiques à 5.93 et 11.86 ans.

Ainsi l'ensemble de ces éphémérides, hormis le modèle INPOP08, présentent une variation oscillante en déclinaison avec un décalage inférieur à 5 mas. Nous vérifierons que les statistiques respectives diffèrent évidemment dans la limite de cet ordre de grandeur.

De par les jeux d'observations et poids utilisés, les modèles eux-mêmes, les méthodes d'intégration et les paramètres ajustés, les six théories proposent une dynamique différente. Une contribution complexe de ces éléments conduit à la différenciation des résultats de positionnement ; l'unique moyen de mettre en évidence ces composantes étant la participation directe à leur construction respective. La planète a un même mouvement global mais des écarts "forts" atteignant plusieurs dizaines de mas apparaissent. Nous remarquons que les différences de positions DE421 et DE423 rapportées au modèle INPOP10 présentent une variation équivalente à une modulation d'amplitude près. D'un autre côté, les différences de positions INPOP06 et INPOP08 ne présentent pas de similitude évidente, les données INPOP08 étant affectées par une augmentation très importante des amplitudes des signaux. Fait marquant : les différences INPOP06 et EPM08 rapportées au modèle INPOP10 proposent une équivalence appréciable et ce, malgré une distinction très nette de leur théorie. Nous pouvons aussi remarquer que l'évolution dans le temps des positions équatoriales de Jupiter est périodique, quel que soit le modèle planétaire utilisé. Nous retrouvons un terme de l'ordre de 12 ans correspondant à la période de révolution de la planète, ainsi que la demi-période associée et un terme de l'ordre de 1 an. Comme précédemment, ces signaux sont dus en grande partie au mouvement relatif de l'observateur par rapport au

système jovien ; nous avons pu vérifier que par la normalisation des écarts présentés selon la distance de séparation Terre/Jupiter respective, nous réduisons ces variations. Enfin, il serait aisé de penser que la production d'une éphéméride plus récente améliore systématiquement le positionnement, or nous ne pouvons pas vérifier ici cette hypothèse. Certes le modèle DE423 présente un gain de précision par rapport au modèle DE421 ; mais la théorie INPOP08 présente, elle, une dégradation certaine des extrapolations par rapport aux données INPOP06. À ce propos, le modèle INPOP08 diffère de l'éphéméride INPOP06 principalement par la modification des contraintes et du modèle dynamique lui-même, mais aussi par l'ajout de nouvelles observations d'ajustement dont une contribution importante provient des missions Mars Express et Venus Express de l'ESA (Fienga et al., 2009). D'une manière générale, il est d'ailleurs précisé dans cette publication que la construction d'une éphéméride peut être opérée avec des jeux d'observations propres ou déjà utilisés, selon des poids et paramètres différents. Les écarts INPOP06/INPOP08 mis en évidence pourraient être dus à un poids désormais plus fort sur les nouvelles observations de Mars et Vénus introduites ; la modification des contraintes et du modèle dynamique pourraient aussi être en cause quant à la divergence des positions. Cela étant, les résultats que nous proposons restent cohérents avec les différences moyennes de 240 km ($\simeq 80$ mas) estimées entre INPOP06 et INPOP08 sur Jupiter par Fienga et al. (2009).

Par une analyse des écarts présentés sur la période correspondant à celle des observations USNO, nous estimons que la précision moyenne des éphémérides varie de 20 mas à 60 mas. Cette donnée est en correspondance directe avec la mention "quelques dizaines de mas" commune aux publications s'y rapportant. Cependant et comme nous l'avons déjà effectué lors de la comparaison des modèles satellitaires, nous avons ensuite normalisé les écarts présentés par la distance de séparation Terre/Jupiter respective et ce, afin d'éliminer le signal artificiel de l'observation et donc traduire de manière plus juste la dynamique. Nous avons là encore réservé notre analyse aux dates des observations USNO en particulier et dans ce cas, nous estimons que la précision moyenne des éphémérides varie de 15 mas à 50 mas. Le fait que ces valeurs soient inférieures aux précédentes est tout aussi cohérent car les observations USNO ont été réalisées à des dates proches des oppositions de Jupiter. La variation d'amplitude du facteur d'échelle apparent étant minimisée, le résultat direct est la réduction des écarts entre éphémérides aux dates considérées.

6.7.2 Données USNO

Pour chaque satellite galiléen, la Table 6.17 présente les données (RA , Dec) des statistiques DE421, DE423, INPOP06, INPOP08, INPOP10 et EPM08 que sont : les moyennes des (O-C) et leurs dispersions correspondantes, en ascension droite et déclinaison. Rappelons que jusqu'à maintenant, nous avons donné la primauté à l'utilisation du modèle INPOP10.

Nous relevons des écarts relativement importants entre les données des statistiques réalisées selon l'utilisation des différentes éphémérides planétaires. Abstraction faite du cas INPOP08, les différences maximales en ascension droite et déclinaison sont respectivement de 8.9 mas et 4.9 mas pour les (O-C) moyens individuels, et de 0.8 mas et 4.1 mas pour les dispersions. Aucun lien ne peut être établi entre la grandeur des (O-C) moyens et le diamètre apparent, la masse ou la distance à Jupiter du satellite correspondant. Nous pourrions tenter de déterminer quelle est l'éphéméride la plus juste et précise selon que les (O-C) et dispersions correspondants sont minimums, mais cette opération n'est pas aisée.

	$\overline{(O - C)}_{\alpha \cos \delta}$	$\sigma_{\alpha \cos \delta}$	$\overline{(O - C)}_{\delta}$	σ_{δ}
JI / DE421	-3.7	68.9	47.4	76.3
JII / DE421	1.9	68.9	36.3	76.7
JIII / DE421	-1.0	72.4	43.9	83.5
JIV / DE421	-2.5	69.7	28.9	77.6
Moyenne / DE421	-1.3	70.1	39.0	79.0
JI / DE423	-4.2	68.3	45.2	75.4
JII / DE423	1.6	68.8	34.2	74.5
JIII / DE423	-1.1	72.1	40.5	80.9
JIV / DE423	-2.8	69.3	26.8	75.6
Moyenne / DE423	-1.6	69.8	36.6	77.0
JI / INPOP06	-7.9	68.6	44.3	75.0
JII / INPOP06	-2.5	68.5	33.3	74.7
JIII / INPOP06	-5.3	72.7	40.8	81.9
JIV / INPOP06	-6.8	69.9	26.8	76.0
Moyenne / INPOP06	-5.6	70.0	36.2	77.3
JI / INPOP08	40.9	74.2	55.9	93.1
JII / INPOP08	47.6	74.4	46.3	92.7
JIII / INPOP08	40.8	75.9	52.2	99.6
JIV / INPOP08	41.4	72.6	37.6	92.9
Moyenne / INPOP08	42.7	74.3	47.9	94.9
JI / INPOP10	1.0	68.2	43.2	75.1
JII / INPOP10	6.2	69.0	32.1	73.4
JIII / INPOP10	3.5	72.3	39.0	79.4
JIV / INPOP10	1.8	69.2	25.0	76.0
Moyenne / INPOP10	3.1	69.7	34.7	76.4
JI / EPM08	-4.3	69.0	44.8	75.1
JII / EPM08	1.2	68.7	33.7	74.3
JIII / EPM08	-1.8	72.4	40.2	80.9
JIV / EPM08	-3.4	69.8	26.4	75.3
Moyenne / EPM08	-2.1	70.1	36.2	76.9

Table 6.17 – Moyennes et dispersions des (O-C) des positions (RA, Dec) USNO des satellites galiléens, selon l’utilisation des éphémérides planétaires DE421, DE423, INPOP06, INPOP08, INPOP10 et EPM08, en mas.

Au premier abord et pour ce qui est des (O-C) moyens individuels, aucune tendance ne peut être dégagée. Toutefois, les contributions de la mesure et du modèle satellitaire sont identiques dans chacun des cas présentés ; aussi, une différence rencontrée à ce niveau est uniquement due aux caractéristiques propres de la théorie planétaire en question. Choisissons une fois de plus l’éphéméride INPOP10 comme référence, car nous savons qu’elle n’introduit pas d’erreur systématique en ascension droite. Dès lors et sur cette dimension, nous quantifions les écarts des moyennes des (O-C) moyens suivants : 4.4 mas pour DE421, 4.7 mas pour DE423, 8.7 mas pour INPOP06, 39.6 mas pour INPOP08 et 5.2 mas pour EPM08. La grandeur de ces valeurs est en parfait accord avec celles mentionnées en section précédente ; elles impliquent l’introduction d’une erreur systématique moyenne supplémentaire par chacun de ces modèles. La contribution en déclinaison est plus problématique à discuter car le signal est biaisé. Par comparaison au modèle INPOP10, nous quantifions les écarts à la moyenne des (O-C) moyens suivants : 4.3 mas pour DE421, 1.9 mas pour DE423, 1.5 mas pour INPOP06, 13.2 mas pour INPOP08 et 1.5 mas pour EPM08. La

grandeur de ces valeurs, hormis la donnée INPOP08, est là aussi en parfait accord avec la limite de 5 mas estimée en section précédente; elles impliquent l'introduction d'une erreur systématique moyenne supplémentaire par chacun de ces modèles. Nous pouvons ainsi constater que la théorie INPOP10 propose, en plus de l'absence d'erreur systématique en ascension droite, les valeurs minimales sur les trois autres dimensions statistiques présentées. D'après ce constat, il apparaît que le choix que nous avons fait quant à son utilisation pour la production de nos résultats de référence est le plus judicieux, la statistique produite étant la plus juste et la plus précise.

Nous pouvons remarquer que les données des statistiques INPOP08 présentent de très forts écarts par rapport aux données correspondantes des autres modèles. Les différences en ascension droite et déclinaison, relativement à l'éphéméride précédente INPOP06 de la série, sont respectivement de 48.3 mas et 11.7 mas pour les moyennes des (O-C) moyens, et de 4.3 mas et 17.6 mas pour les moyennes des dispersions. Ces premières différences traduisent l'introduction d'erreurs systématiques conséquentes, tandis que ces seconds écarts traduisent une dégradation de la précision d'extrapolation de la théorie, plus significativement en déclinaison. Cela étant, ces résultats restent cohérents avec les différences de 240 km ($\simeq 80$ mas) estimées entre INPOP06 et INPOP08 par Fienga et al. (2009). Relativement à l'éphéméride suivante INPOP10, les différences en ascension droite et déclinaison sont respectivement de 39.6 mas et 13.2 mas pour les moyennes des (O-C) moyens, et de 4.6 mas et 18.5 mas pour les moyennes des dispersions. L'écart de 39.6 mas, plus particulièrement, est en parfait accord avec la limite de 40 mas estimée en section précédente.

D'autre part et outre la modification des erreurs systématiques en ascension droite et déclinaison, le modèle DE423 propose une réduction des moyennes des dispersions équatoriales respectivement de 0.3 mas et 2.0 mas, par rapport à la théorie DE421. Nous pouvons ainsi supposer que la nouvelle éphéméride apporte un gain de précision, sur notre période, dans la limite des ordres de grandeur présentés. De la même manière et si nous faisons abstraction du modèle INPOP08, l'éphéméride INPOP10 propose une réduction des moyennes des dispersions équatoriales respectivement de 0.3 mas et 0.9 mas, par rapport à la théorie INPOP06. Nous pouvons ainsi supposer que la nouvelle éphéméride apporte là encore un gain de précision, sur notre période, dans la limite des ordres de grandeur présentés. En première approche, nous sommes donc amenés à penser que la production d'une nouvelle éphéméride, dans une même série, améliore systématiquement le positionnement; cela étant, la tendance proposée n'est pas statistique au sens propre du terme et l'introduction du modèle INPOP08 dans la série éponyme contrarie notre hypothèse. Plus d'informations seraient nécessaires pour conclure sur ce point. Il faudrait par exemple reprendre l'ensemble des modèles du JPL pour une étude fiable, mais une seule série ne peut suffire non plus. Nous proposons d'attendre que les versions INPOP soient en nombre plus important dans le but de produire une comparaison statistique complète.

Nous remarquons enfin que les données des (O-C) moyens en déclinaison sont biaisés, quel que soit le modèle planétaire utilisé. Nous vérifions que les différentes éphémérides présentent un même effet, dont la grandeur varie de 36 mas à 48 mas. Nous avons discuté l'origine possible de cette erreur chapitre 6.4 p.169 et seule la théorie planétaire peut ici être mise en cause. Nous avons d'ailleurs supposé, en nous référant à différentes sources bibliographiques, qu'un décalage était introduit par une contribution complexe des observations anciennes (transits ou CCD) utilisées dans l'ajustement du modèle dynamique. Précisons que nous parlons ici de décalage car seule une erreur systématique des positions de Jupiter, c'est-à-dire un écart du plan orbital planétaire, peut conduire à un tel

résultat ; une erreur d'inclinaison serait minimisée sur nos 30 ans d'observations et l'effet ne pourrait pas être décelable. Nous vérifions que l'ensemble des éphémérides sont affectées.

Les résultats présentés sont moyennés sur près de 30 ans d'observations ; nous nous sommes ainsi posé la question du détail de l'analyse. Serait-il intéressant de pousser le développement pour des intervalles de temps plus restreints, c'est-à-dire pour les dates d'oppositions de Jupiter par exemple, ou pour chaque observation indépendamment ? La réponse est non. En effet, nous avons déjà pu estimer des écarts d'extrapolation marqués depuis les données de moyennes et dispersions des (O-C), mais aussi depuis les comparaisons théoriques de positionnement en section précédente. Il n'y aurait aucune pertinence à réaliser une analyse plus détaillée : nous constaterions uniquement des écarts atteignant plusieurs dizaines de mas ponctuellement, sans pour autant permettre une meilleure compréhension de telles différences.

6.8 Erreur observationnelle (RA, Dec)

En complément de l'erreur observationnelle intersatellite considérée chapitre 6.6 p.179, nous proposons d'estimer une erreur observationnelle moyenne "vraie" équatoriale. En plus de la contribution de l'éphéméride planétaire utilisée, certains effets minimisés par le passage aux coordonnées intersatellites sont désormais pleinement exprimés.

Nous avons choisi, dans cette section, de travailler depuis les données L2/INPOP10 en (RA, Dec) dont les statistiques sont présentées en Tables 6.9 et 6.17 et qui plus est, corrigés du signal artificiel du déplacement de l'observateur pour ne représenter que la dynamique. En éliminant les composantes introduites par la planète et les satellites galiléens, seul le signal observationnel doit résulter. Et comme lors de l'estimation intersatellite, nous avons réalisé une analyse en fréquence des (O-C) en ascension droite et déclinaison de chaque satellite. Ceci dans le but de déterminer des ensembles Fréquence-Amplitude-Déphasage (ν, A, φ) et produire une nouvelle statistique depuis des positions $(\alpha, \delta)_t^*$ déterminées par l'équation 6.2. La Table 6.18 présente dans un premier temps les données équatoriales L2/INPOP10 corrigées du signal artificiel introduit par le déplacement de l'observateur, puis les données équatoriales L2/INPOP10 une fois les signaux périodiques de la planète éliminés, et enfin ces résultats une fois les signaux périodiques des satellites galiléens éliminés. Il s'agit là encore des moyennes des (O-C) et leurs dispersions correspondantes, en ascension droite et déclinaison. Précisons que dans le but de conserver des résultats à amplitudes comparables avec nos références en Table 6.9, nous avons multiplié chaque position normalisée par la distance moyenne Terre/Jupiter associée à l'ensemble de nos observations, soit 4.5 UA. À titre d'information, les signaux extraits par notre analyse en fréquence traduisent principalement les fréquences propres des satellites vues en Table 6.12 et de la planète, selon des amplitudes pouvant atteindre 36 mas ($\simeq 110$ km) pour Jupiter et 26 mas ($\simeq 80$ km) pour les galiléens.

Selon les données des statistiques (RA, Dec) juste normalisées, nous relevons une modification évidente et limitée de la grandeur des (O-C) moyens individuels et des dispersions correspondantes. L'élimination du signal artificiel introduit par le déplacement de l'observateur nous permet de gagner en homogénéité : les moyennes des dispersions sont inférieures à 74.0 mas pour un écartement de 5.5 mas.

	$\overline{(O - C)}_{\alpha \cos \delta}$	$\sigma_{\alpha \cos \delta}$	$\overline{(O - C)}_{\delta}$	σ_{δ}
JI	1.2	67.4	43.0	73.0
JII	6.2	67.4	32.1	71.2
JIII	3.2	70.1	39.0	75.4
JIV	1.8	68.2	24.9	74.0
Moyenne	3.1	68.3	34.7	73.8

	$\overline{(O - C)}_{\alpha \cos \delta}$	$\sigma_{\alpha \cos \delta}$	$\overline{(O - C)}_{\delta}$	σ_{δ}
JI	1.7	55.0	42.8	55.9
JII	5.2	56.7	32.2	56.8
JIII	3.3	59.5	39.0	59.8
JIV	2.0	61.2	24.9	62.0
Moyenne	3.1	58.2	34.7	59.1

	$\overline{(O - C)}_{\alpha \cos \delta}$	$\sigma_{\alpha \cos \delta}$	$\overline{(O - C)}_{\delta}$	σ_{δ}
JI	1.6	47.6	42.7	47.0
JII	5.0	50.2	32.0	50.4
JIII	3.3	51.5	39.3	51.4
JIV	2.4	53.2	24.8	53.2
Moyenne	3.1	50.7	34.7	50.6

Table 6.18 – Moyennes et dispersions L2/INPOP10 des (O-C) des positions (RA, Dec) USNO des satellites galiléens, en mas. Positions normalisées (haut), normalisées après élimination des signaux périodiques de Jupiter (milieu), et après élimination des signaux périodiques des galiléens (bas).

Selon les données des statistiques (RA, Dec) normalisées et corrigées des signaux périodiques de Jupiter, nous relevons principalement une diminution des dispersions jusqu'à 17.1 mas. Ce résultat est cohérent car les signaux périodiques de la planète influent directement sur les dispersions individuelles. La moyenne des dispersions est passée de 71.0 mas à 58.6 mas pour un écartement de 0.9 mas, ce qui implique non seulement l'élimination d'une erreur périodique moyenne de l'ordre de 12 mas, mais aussi un nouveau gain en homogénéité non négligeable. Plus particulièrement, l'erreur systématique en déclinaison que nous supposons due à l'utilisation de la théorie planétaire n'est pas éliminée car la déduction des signaux permet uniquement le lissage des (O-C) autour de leur moyenne, c'est-à-dire une réduction de l'amplitude des dispersions. De plus, nous vérifions que la dimension des déclinaisons est la plus affectée par le signal périodique de la planète, ce qui est en accord avec les résultats présentés en Figures 6.21 à 6.25. D'ailleurs et comme nous l'avons déjà évoqué, la contribution des anciennes observations dans l'ajustement du modèle pourrait être en cause : nous avons précisé, chapitre 6.4 p.169, que les anciens transits étaient moins bien contraints en déclinaison, et que les anciennes observations CCD étaient imprécises sur cette même dimension. Toutefois, nous constatons qu'il réside un écart entre notre valeur et le minimum théorique de précision estimé à 15 mas lors de la comparaison des éphémérides planétaires. En effet, notre analyse en fréquence tient principalement compte des signaux à courtes périodes que nous avons pu extraire. Les périodes longues que nous savons effectives n'ont pu être décelées car notre intervalle de temps de 30 ans ne le permet pas ; les termes associés n'ont donc pas pu être éliminés. Cela étant nous pouvons remarquer, une fois la correction réalisée, que nous sommes dans un cas analogue à notre précédente étude intersatellite car nous relevons un effet liant les dispersions individuelles et l'éloignement du satellite galiléen correspondant. Nous supposons ainsi que la planète introduit un bruit évident sur les statistiques (RA, Dec).

Selon les données des statistiques (RA, Dec) désormais corrigées des signaux périodiques des satellites galiléens, nous relevons une nouvelle diminution des dispersions jusqu'à 8.9 mas. Ce résultat est cohérent car les signaux périodiques des galiléens influent eux aussi directement sur les dispersions individuelles. La moyenne des dispersions est passée de 58.6 mas à 50.6 mas pour un écartement de 0.1 mas, ce qui implique non seulement l'élimination d'une erreur périodique moyenne de l'ordre de 8 mas, mais aussi un nouveau gain en homogénéité. La moyenne des dispersions en déclinaison devient là encore inférieure à celle en ascension droite; nous démontrons ici la justesse de notre réflexion et procédure de calcul. Cependant nous devons constater qu'il réside toujours un écart entre notre valeur et les 12 mas de précision annoncés lors de la comparaison des éphémérides satellitaires, les longues périodes non prises en compte en étant la cause.

Ainsi et malgré le fait que nous ne pouvons déduire l'ensemble des signaux périodiques de la planète et des satellites galiléens, nous devons nous arrêter à l'estimation suivante sur notre intervalle de temps : la contribution moyenne des erreurs périodiques de l'éphéméride INPOP10 est de l'ordre de 12 mas ($\simeq 36$ km), la contribution moyenne des erreurs périodiques de l'éphéméride L2 est de l'ordre de 8 mas ($\simeq 24$ km), et celle des erreurs périodiques et aléatoires observationnelles est de l'ordre de 50 mas ($\simeq 150$ km). L'écart entre cette dernière valeur et notre donnée théorique de 20 mas s'explique principalement par la prise en compte réelle des erreurs systématiques, périodiques et aléatoires du catalogue de référence à un taux d'échantillonnage irrégulier, de la totalité des imprécisions dues à la qualité de visibilité du ciel, du fait que les satellites sont à une distance variable du centre du champ et d'un résidu des modèles planétaire et satellitaire qui ne peut être ici éliminé.

La grandeur des contributions énoncées permet là encore d'estimer la qualité des observations USNO des satellites galiléens, mais aussi la qualité de la méthode d'analyse que nous avons développée. Nous disposons pour la première fois de positions (RA, Dec) depuis l'analyse des observations USNO; nos résultats sont là aussi meilleurs que ceux issus de programmes d'observations plus récents. Nous démontrons une nouvelle fois l'intérêt d'une nouvelle réduction astrométrique d'anciennes plaques photographiques ou plus généralement l'intérêt de ne pas pas relâcher l'effort observationnel. La précision avec laquelle nous traitons désormais les résultats de positionnement (RA, Dec) et intersatellites permettrait l'ajustement toujours plus exact des paramètres dynamiques des systèmes planétaires considérés.

6.9 Ajustement d'un modèle dynamique des satellites galiléens aux observations USNO

Nous avons procédé au ré-ajustement de la meilleure éphéméride des satellites galiléens, aux observations USNO étudiées, afin de disposer d'(O-C) post fit et ainsi évaluer la précision réelle de notre méthode de réduction astrométrique. En parallèle, notre jeu de positions (RA, Dec) a été utilisé selon l'objectif évident que nos données participent à l'ajustement des équations du problème des n-corps ponctuels dans un repère planétocentrique d'axes fixes choisi, appliqué au système jovien. Il s'agit de résoudre un problème à 7 corps composé de Jupiter, Io, Europe, Ganymède, Callisto, Saturne et le Soleil. Les valeurs optimales des paramètres et les conditions initiales du modèle sont ajustées et ce, afin que les différences entre positions observées des satellites et positions prédites soient minimales au sens des moindres carrés. La minimisation de ces (O-C) est réalisée par l'intégration numérique du système différentiel des équations aux variations choisies. La procédure d'ajustement a été réalisée en collaboration avec Valéry Lainey; elle a aboutit à la production d'une nouvelle éphéméride des satellites galiléens que nous noterons "L3". Précisons d'ailleurs que les observations intersatellites USNO utilisées pour l'ajustement du modèle L2 ont désormais été remplacées par notre jeu (RA, Dec); les nombres d'observations L2 (Lainey et al., 2009) et L3 sont comparés en Table 6.19.

	Observations USNO L2	Observations USNO L3
JI	766	1104
JII	775	1140
JIII	788	1213
JIV	832	1193
Total	3161	4650

Table 6.19 – Nombres d'observations USNO des satellites galiléens utilisées à l'ajustement des éphémérides satellitaires L2 et L3.

Pour chaque satellite galiléen, la Table 6.20 présente les données intersatellites des statistiques L2 et L3 que sont : les moyennes des (O-C) et leurs dispersions correspondantes, en ascension droite et déclinaison. Les positions intersatellites proposées sont rapportées au barycentre des satellites observés.

	$\overline{(O-C)}_{\alpha \cos \delta}$	$\sigma_{\alpha \cos \delta}$	$\overline{(O-C)}_{\delta}$	σ_{δ}
JI / L2	-3.1	33.4	8.5	32.9
JII / L2	3.3	34.3	-3.6	33.2
JIII / L2	0.3	34.6	4.9	37.5
JIV / L2	-0.6	41.3	-9.5	40.3
Moyenne / L2	0.0	36.2	0.0	36.9
JI / L3	-3.1	33.3	7.8	32.8
JII / L3	2.4	33.7	-4.1	33.3
JIII / L3	0.6	34.4	4.8	37.3
JIV / L3	0.0	41.3	-8.2	40.1
Moyenne / L3	0.0	36.0	0.0	36.7

Table 6.20 – Moyennes et dispersions des (O-C) des positions intersatellites USNO des satellites galiléens, selon l'utilisation des éphémérides satellitaires L2 et L3, en mas.

En première approche, nous pouvons remarquer que les moyennes L3 des (O-C) moyens en ascension droite et déclinaison sont en toute évidence nulles. Les moyennes des dispersions sont, elles, relativement homogènes (écartement de 0.7 mas) et inférieures à 37 mas ($\simeq 111$ km). Aucun lien ne peut être établi entre la grandeur des (O-C) moyens individuels et le diamètre apparent, la masse ou la distance à Jupiter du satellite correspondant. Nous pouvons aussi retrouver un effet liant les dispersions individuelles et l'éloignement du satellite galiléen correspondant, qui introduit une erreur que nous supposons proportionnelle à la quantité mesurée (chapitre 6.3 p.154). En comparaison avec les résultats correspondants L2, les différences maximales en ascension droite et déclinaison sont inférieures à 1.3 mas pour les (O-C) moyens individuels, et inférieures à 0.6 mas pour les dispersions. Les moyennes des dispersions L3 sont inférieures aux données L2, de 0.2 mas en ascension droite et déclinaison. Nos résultats restent meilleurs que ceux issus de programmes d'observations plus récents, tel le programme FASTT dont la précision intersatellite est, rappelons-le, de l'ordre de 50 mas ($\simeq 150$ km).

D'une manière générale et si nous étudions les différences L2/L3, nous contribuons à une amélioration effective de l'éphéméride L2 car il apparaît un gain en justesse et précision. Nous pouvons vérifier que les positions de Io, Europe et Callisto sont affinées, et que les dispersions des positions des quatre satellites galiléens sont simultanément réduites. Aucun lien ne peut être établi entre les gains en justesse et précision, et le diamètre apparent, la masse ou la distance à Jupiter du satellite correspondant. La tendance de la statistique intersatellite L2 est conservée. Outre ce constat, nous pouvons uniquement remarquer que les positions de Io et Callisto présentent une amélioration appréciable sur les deux dimensions équatoriales, Europe propose une amélioration en ascension droite et subit une dégradation en déclinaison, et à l'inverse Ganymède subit une dégradation en ascension droite et propose une amélioration en déclinaison.

Les Figures 6.26 et 6.27 présentent l'évolution des (O-C) intersatellites L3 des positions USNO des satellites galiléens dans le temps, ainsi que leurs lois de distribution en ascension droite et déclinaison. Nous remarquons alors que la solution L3 reste effectivement très proche de la solution L2. Les (O-C) sont généralement contenus dans un intervalle $[-100; +100]$ mas sur les deux dimensions équatoriales; de plus, les lois de distribution correspondantes sont parfaitement gaussiennes, symétriques et contenues dans le même intervalle, gage de la pertinence des résultats et donc de la justesse de la procédure de calcul. Ensuite et dans un souci de simplification, les Figures 6.28 à 6.31 présentent les différences L2/L3 des positions équatoriales théoriques de chaque satellite galiléen. Les zones grisées mettent en évidence la période correspondant à celle de l'ensemble des observations USNO que nous avons étudiées.

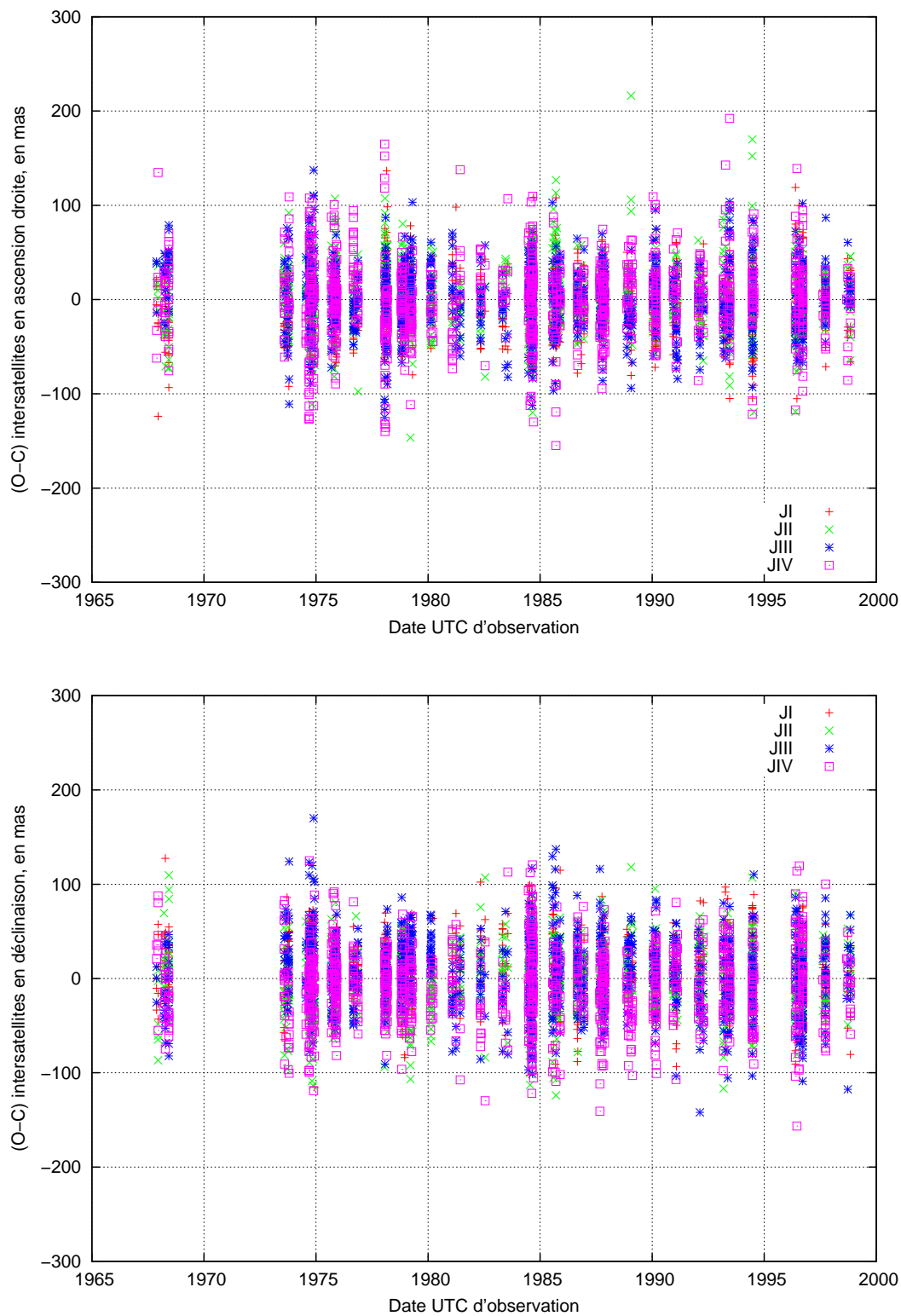


Figure 6.26 – (O-C) L3 des positions intersatellites USNO des satellites galiléens, en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).

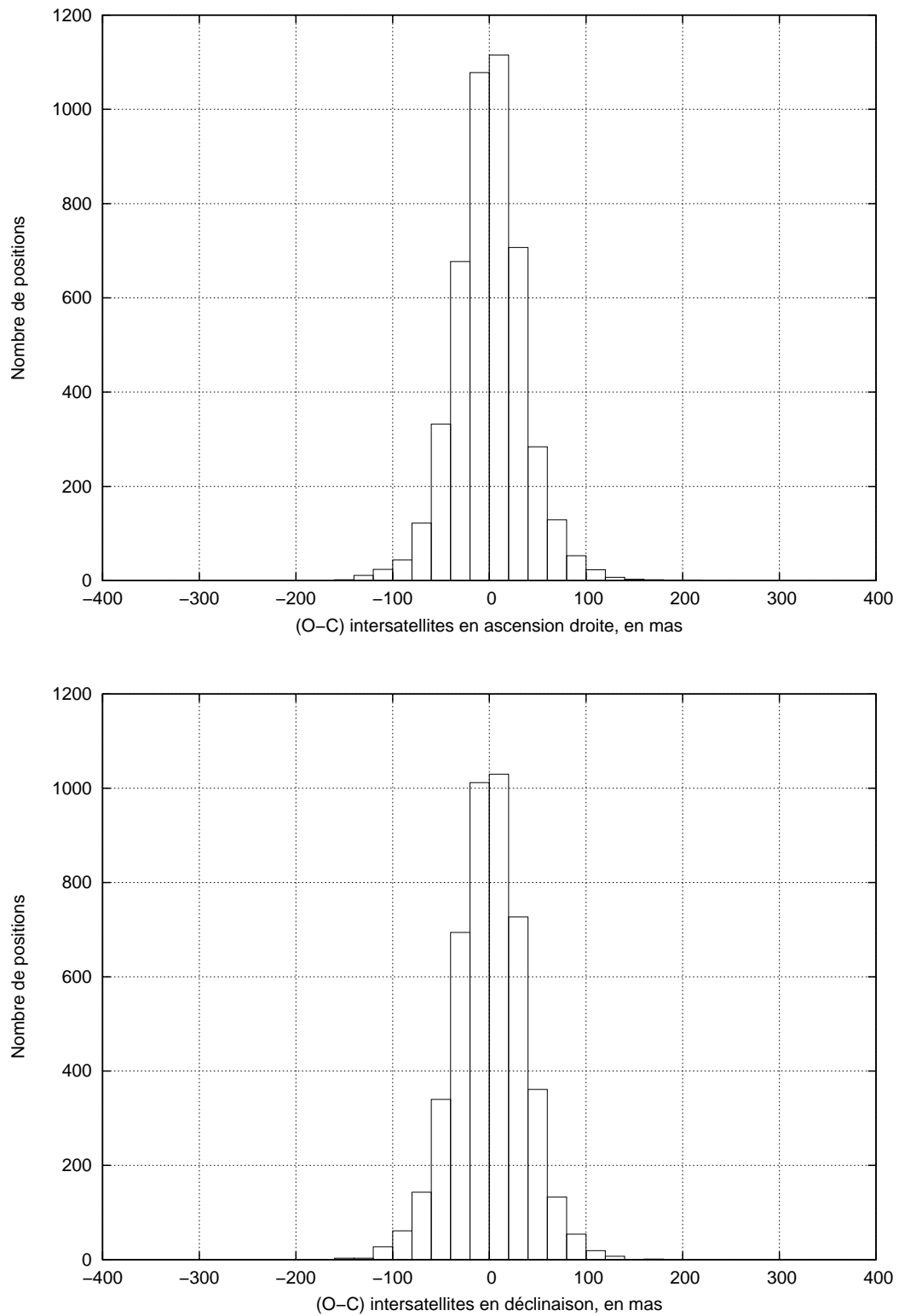


Figure 6.27 – Lois de distribution des (O-C) L3 des positions intersatellites USNO des satellites galiléens, en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).

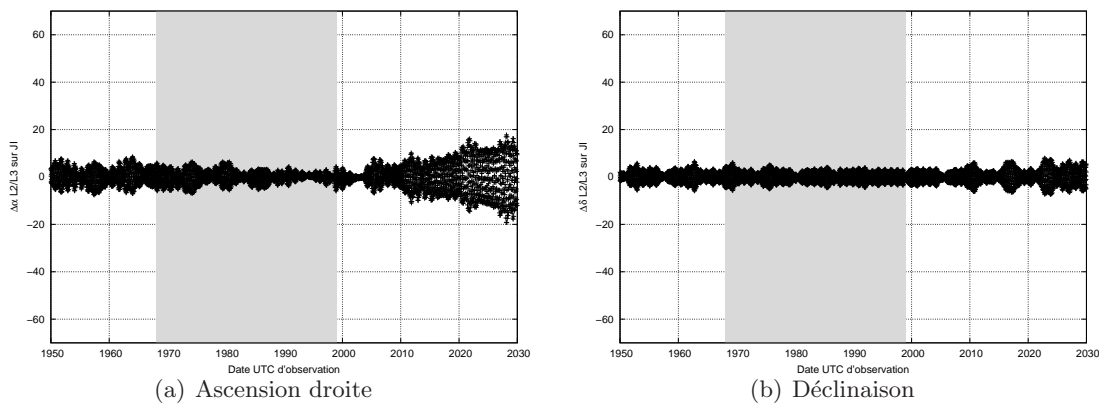


Figure 6.28 – Différences L2/L3 des positions théoriques de Io (JI), en mas.

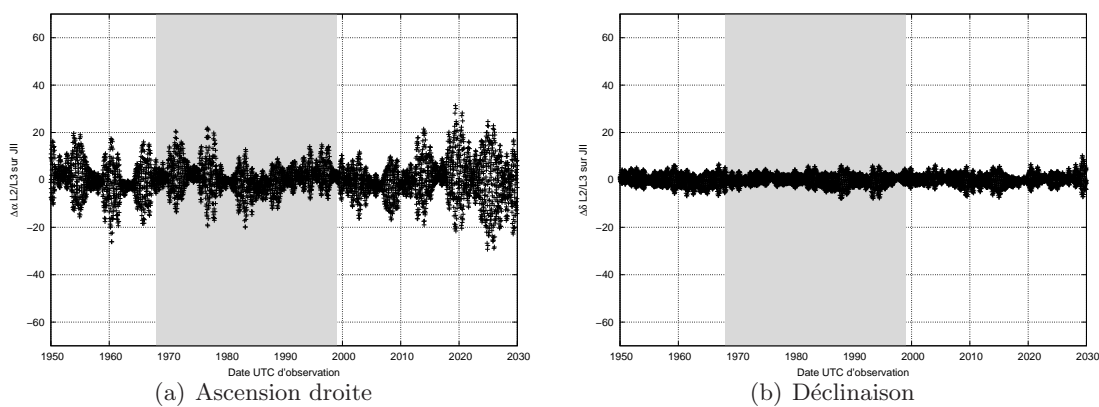


Figure 6.29 – Différences L2/L3 des positions théoriques de Europe (JII), en mas.

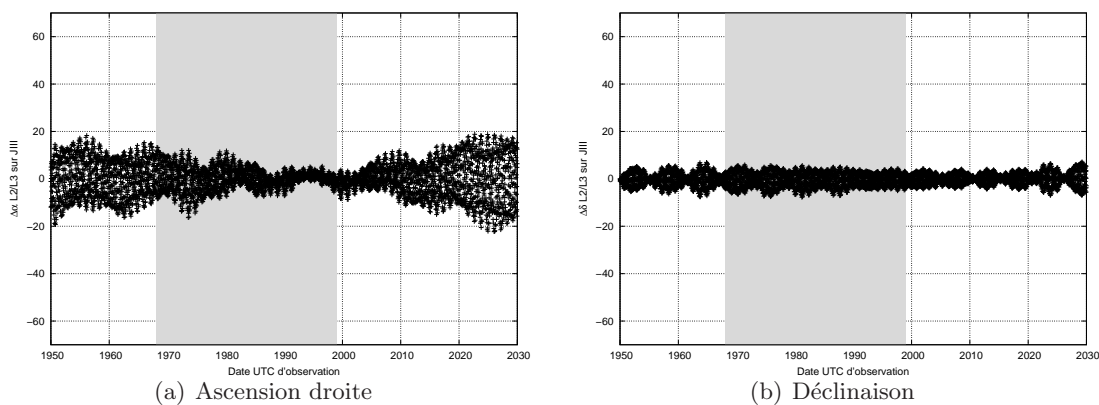


Figure 6.30 – Différences L2/L3 des positions théoriques de Ganymède (JIII), en mas.

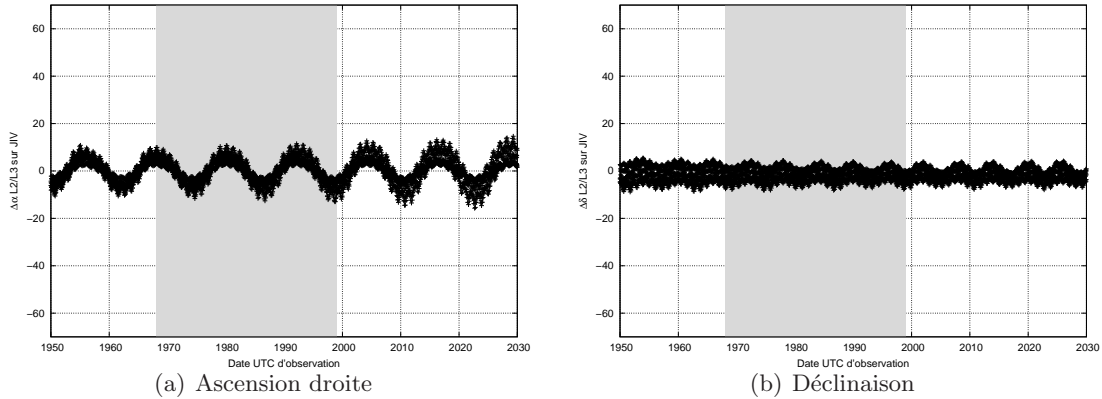


Figure 6.31 – Différences L2/L3 des positions théoriques de Callisto (JIV), en mas.

Nous pouvons remarquer une nouvelle fois que l'évolution dans le temps des (O-C) intersatellites et des écarts de positions des quatre satellites galiléens est périodique. Nous retrouvons le même terme récurrent de 12 ans correspondant à la période de révolution de Jupiter, ainsi que la demi-période associée et un terme de l'ordre de 1 an. Ces signaux sont là encore introduits par le déplacement relatif de l'observateur par rapport au système jovien ; nous avons vérifié que par la normalisation des (O-C) selon la distance de séparation Terre/satellite respective, nous éliminons ces variations. Les Figures 6.28 à 6.31 montrent un lissage des écarts L2/L3 par rapport aux écarts L2/jup230 présentés en chapitre 6.5.1 p.173. Ce résultat évident confirme que la solution L3 reste comparable à la solution L2 ; le nouvel ajustement ne modifie que "légèrement" la dynamique du système. D'ailleurs les moyens mouvements respectifs sont distincts, ce qui explique que par une analyse en fréquence nous retrouvons les fréquences propres des satellites galiléens ; mais aussi des écarts ponctuels de positionnement pouvant atteindre 20 mas. Nous constatons une fois de plus que le signal de Io présente la meilleure évolution dans le temps et que le signal de Europe reste le plus perturbé en raison de la résonance de Laplace. Nous vérifions aussi que la répartition des écarts dans le temps est systématiquement mieux contenue en déclinaison qu'en ascension droite, en raison de l'effet géométrique dû au mouvement apparent des satellites. Enfin, nous pouvons remarquer que la dissymétrie des écarts L2/jup230 sur la déclinaison des satellites Ganymède et Callisto n'apparaît pas dans notre cas L2/L3. Nous supposons que du fait de jeux d'observations L2 et L3 comparables, il n'y a pas de différenciation notable et donc d'effet visible comme cela était le cas auparavant avec des jeux et poids distincts.

D'une manière générale, les observations intersatellites proposent des données de positionnement avec une précision meilleure d'un facteur 2 aux observations en ascension droite et déclinaison ; or nous pouvons vérifier que la participation de notre jeu (RA, Dec), duquel sont déduites les positions intersatellites utilisées au ré-ajustement du modèle IMCCE, n'introduit pas de divergence similaire aux écarts L2/jup230 sur notre période. Ceci est un gage de la pertinence des résultats et de notre procédure de calcul. D'autre part et après normalisation des positions intersatellites selon la distance de séparation Terre/satellite respective et donc élimination du signal artificiel introduit par le déplacement de l'observateur, nous ne représentons que la dynamique L3. Nous avons alors reconduit une analyse en fréquence de façon analogue à la détermination de l'erreur observationnelle intersatellite : nous avons éliminé les signaux périodiques L3 des galiléens à hauteur de 6 mas sur les dispersions, ce qui laisse suggérer que la précision de réalisation de l'éphéméride L3, sur notre période de 30 ans, est équivalente à la précision L2.

Cela étant, la qualité d'une éphéméride se reconnaît principalement à la précision de son extrapolation. Dans notre cas, les éphémérides L2 et L3 sont comparables, à ceci près que nous avons modifié certaines observations d'ajustement. Donc, afin de tester l'extrapolation, nous allons employer des observations non utilisées dans les ajustements L2 et L3 pour déterminer plus expressément si notre intervention introduit une amélioration effective ou non. Nous avons choisi d'utiliser des réductions d'observations de phénomènes mutuels des satellites galiléens (Emelyanov et al., 2011); plus précisément, il s'agit des occultations et éclipses de la campagne d'observations russe de 2009. Nous disposons ainsi de 74 phénomènes dont les courbes de lumière ont été utilisées par Emelyanov et al. (2009) à la production de données astrométriques, c'est-à-dire la production de coordonnées angulaires topocentriques (occultations) ou pseudo-héliocentriques (éclipses) des satellites galiléens en question. Nous avons repris en l'état les positions astrométriques des phénomènes, pour les comparer aux modèles L2 et L3; la Table 6.21 présente les écarts à la moyenne σ_X et σ_Y correspondants, en mas.

	Éphéméride L2		Éphéméride L3	
	σ_X	σ_Y	σ_X	σ_Y
1o2	47.0	52.2	46.8	51.2
2o3	73.4	101.5	73.5	100.9
3o1	50.8	64.8	50.9	63.8
3o2	38.9	28.8	39.0	28.2
1e2	34.1	93.0	34.5	91.6
1e3	60.6	108.8	60.4	105.2
4e2	20.8	25.1	18.1	24.4
4e3	24.8	45.1	24.8	45.1
Moyenne 74 phénomènes	51.9	76.2	50.1	74.9

Table 6.21 – Écarts à la moyenne des (O-C) de phénomènes mutuels des satellites galiléens, selon l'utilisation des modèles satellitaires L2 et L3, en mas.

Précisons tout d'abord que les écarts σ_X et σ_Y ici considérés incluent les erreurs systématiques des observations et celles théoriques. Néanmoins et comme la contribution de ces premières incertitudes est invariante, une différence rencontrée à ce niveau est uniquement due à la composante du modèle satellitaire utilisé. L'avantage étant que les résultats présentés ne sont pas "théorie-dépendants", car les phénomènes mutuels russes de 2009 n'ont jamais été utilisés dans un ajustement; d'autre part ils sont significatifs car les dates des observations considérées sont relativement éloignées de la période 1967-1998 pour laquelle nous avons modifié le modèle. Les mentions "o" et "e" indiquent respectivement que le phénomène est une occultation ou une éclipse; la numérotation de 1 à 4 correspond aux numéros des satellites galiléens, soit dans l'ordre Io (1), Europe (2), Ganymède (3) et Callisto (4). À titre d'exemples: "1o2" signifie que Io est occultant et Europe est occulté, "1e2" signifie que Io est éclipsant et Europe est éclipsé. Il convient cependant d'ajouter que les informations proposées par phénomènes ne sont pas statistiques au sens propre du terme, en raison du relativement faible nombre d'observations mises en jeu. En effet, un maximum de 19 observations est attribué aux éclipses de Europe par Io. En conséquence, nous sommes dans l'impossibilité de vérifier les améliorations ou dégradations de justesse et précision vues en Table 6.20. Toutefois et si nous nous attachons aux données moyennes des 74 phénomènes disponibles, c'est-à-dire les seules données fiables statistiquement, nous relevons que les moyennes des écarts L3 sont inférieures aux résultats correspondants L2, respectivement de 1.8 mas et 1.3 mas en X et Y . Nous pouvons alors supposer, pour

ces phénomènes mutuels, que l'éphéméride L3 propose un gain de précision de l'ordre de 1.5 mas par rapport à l'éphéméride L2 et donc que la qualité de son extrapolation aura été affinée. Nous vérifions ainsi que notre intervention, c'est-à-dire le ré-ajustement d'une éphéméride des galiléens aux observations USNO nouvellement réduites, introduit effectivement une amélioration.

6.10 Positions astrométriques du centre de masse du système jovien

L'observation des systèmes satellitaires s'est révélée cruciale, tant dans la production que dans l'amélioration des éphémérides planétaires. En effet, certaines planètes et plus particulièrement Jupiter, présentaient des diamètres et magnitudes apparents tels qu'ils interdisaient toute observation ou mesure directes. Le moyen de pouvoir en déterminer des données de positionnement était alors de déduire ces coordonnées recherchées des positions mêmes de leurs satellites naturels. Notre travail s'inscrit dans cette continuité et nous proposons, depuis chaque observation USNO des satellites galiléens, de fournir une position en ascension droite et déclinaison du centre de masse du système jovien.

Nous avons préalablement utilisé comme référence de calcul, à chaque date d'observation, le satellite galiléen le plus à l'élongation sous couvert que la position d'un tel objet, proche de son apojove apparent, est la mieux déterminée (Pascu, Communication privée, 2011). En d'autres termes et comme dans ce cas la vitesse orbitale est quasi minimale, la conséquence directe est la minimisation des erreurs de positionnement car l'erreur en longitude, qui est d'une manière générale dominante, est à cette endroit réduite. Nous avons ensuite corrigé la position $(\alpha, \delta)_{satellite}$ retenue, de l'écart théorique L3 satellite/centre donné sous forme $(\Delta\alpha, \Delta\delta)_{satellite/centre}$, pour déterminer la position en ascension droite et déclinaison recherchée, telle que :

$$(\alpha, \delta)_{centre} = (\alpha, \delta)_{satellite} - (\Delta\alpha, \Delta\delta)_{satellite/centre} \quad (6.3)$$

Ce raisonnement est cohérent en ascension droite mais pas en déclinaison, du fait de l'éloignement du satellite considéré et donc de la composante en inclinaison qui est alors maximale. Aussi et dans un second temps, nous avons utilisé comme référence de calcul, à chaque date d'observation, la position du satellite galiléen le plus proche de son périjove apparent. Nous avons reconduit notre analyse ; les résultats dans l'un et l'autre de ces cas sont analogues en grandeur, ce qui laisse supposer que notre méthode de réduction astrométrique permet une détermination optimale des solutions astrométriques des satellites galiléens, qu'ils soient ou non à l'élongation. En conséquence et pour chaque observation, nous avons choisi d'utiliser toute l'information disponible en travaillant avec une position moyenne du centre de masse de Jupiter déduite de celle donnée par chacun des satellites observés. Cela étant, le lecteur pourra ici reconnaître un cas théorie-dépendant de calcul. Il est évident que les résultats de positionnement sont fonction des prédictions $(\Delta\alpha, \Delta\delta)$ du modèle utilisé.

Les (O-C) présentés ont été déterminés par une nouvelle réduction avec le catalogue d'étoiles UCAC2 et l'éphéméride satellitaire L3, afin de proposer les statistiques (RA, Dec) INPOP10 que sont : les moyennes des (O-C) et leurs dispersions correspondantes, en ascension droite et déclinaison. La Table 6.22 présente ces résultats ; les Figures 6.32 et 6.33 présentent l'évolution des (O-C) (RA, Dec) INPOP10 des positions USNO du centre de masse du système jovien dans le temps, ainsi que ses lois de distribution.

$(O - C)_{\alpha \cos \delta}$	$\sigma_{\alpha \cos \delta}$	$(O - C)_{\delta}$	σ_{δ}
3.0	62.8	37.4	71.1

Table 6.22 – Moyennes et dispersions des (O-C) des positions (RA, Dec) USNO du centre de masse du système jovien, selon l’utilisation des éphémérides satellitaire L3 et planétaire INPOP10, en mas.

Nous remarquons ainsi que sur nos 30 ans d’observations, les positions USNO du centre de masse du système jovien sont affectées par une erreur systématique moyenne inférieure à 5 mas en ascension droite, et inférieure à 38 mas en déclinaison. Nous avons montré que cette première valeur était introduite par l’utilisation du catalogue d’étoiles UCAC2, et nous supposons que l’essentiel de la seconde est due à l’éphéméride planétaire INPOP10. Ces données, ainsi que les dispersions qui traduisent la précision moyenne (RA, Dec) de nos observations, sont de toute évidence du même ordre de grandeur que les résultats L2/INPOP10 présentés en Tables 6.9 et 6.17.

Nous remarquons ainsi que les (O-C) en ascension droite des positions du centre de masse du système jovien sont généralement contenus dans un intervalle $[-200; +200]$ mas ; les (O-C) en déclinaison sont eux contenus dans un intervalle de même amplitude mais décalé dans le sens positif. Cet effet est cohérent avec le biais mis en évidence en Table 6.22. Les lois de distribution correspondantes sont parfaitement gaussiennes, symétriques et contenues dans les mêmes intervalles respectifs, gage de la pertinence des résultats et donc de la justesse de la procédure de calcul.

Nous pouvons constater là encore que l’évolution dans le temps des (O-C) est périodique. Nous retrouvons le même terme récurrent de 12 ans correspondant à la période de révolution de Jupiter, ainsi que la demi-période associée et un terme de l’ordre de 1 an. Ces signaux sont introduits par le déplacement relatif de l’observateur par rapport au système jovien ; nous avons vérifié que par la normalisation des données de positionnement selon la distance Terre/Jupiter respective, nous éliminons ces variations.

Enfin et à titre indicatif, nous avons comparé les positions déterminées avec les cinq autres théories planétaires discutées dans cette thèse. La Table 6.23 présente ces résultats qui apparaissent, en toute évidence, comparables aux données statistiques proposées en Table 6.17.

	$(O - C)_{\alpha \cos \delta}$	$\sigma_{\alpha \cos \delta}$	$(O - C)_{\delta}$	σ_{δ}
DE421	-1.7	63.0	40.0	73.1
DE423	-1.8	62.8	38.1	71.5
INPOP06	-6.1	63.0	37.4	71.6
INPOP08	44.1	69.3	47.8	91.6
EPM08	-2.3	63.1	37.6	71.3

Table 6.23 – Moyennes et dispersions des (O-C) des positions (RA, Dec) USNO du centre de masse du système jovien, selon l’utilisation des éphémérides satellitaire L3 et planétaires DE421, DE423, INPOP06, INPOP08 et EPM08, en mas.

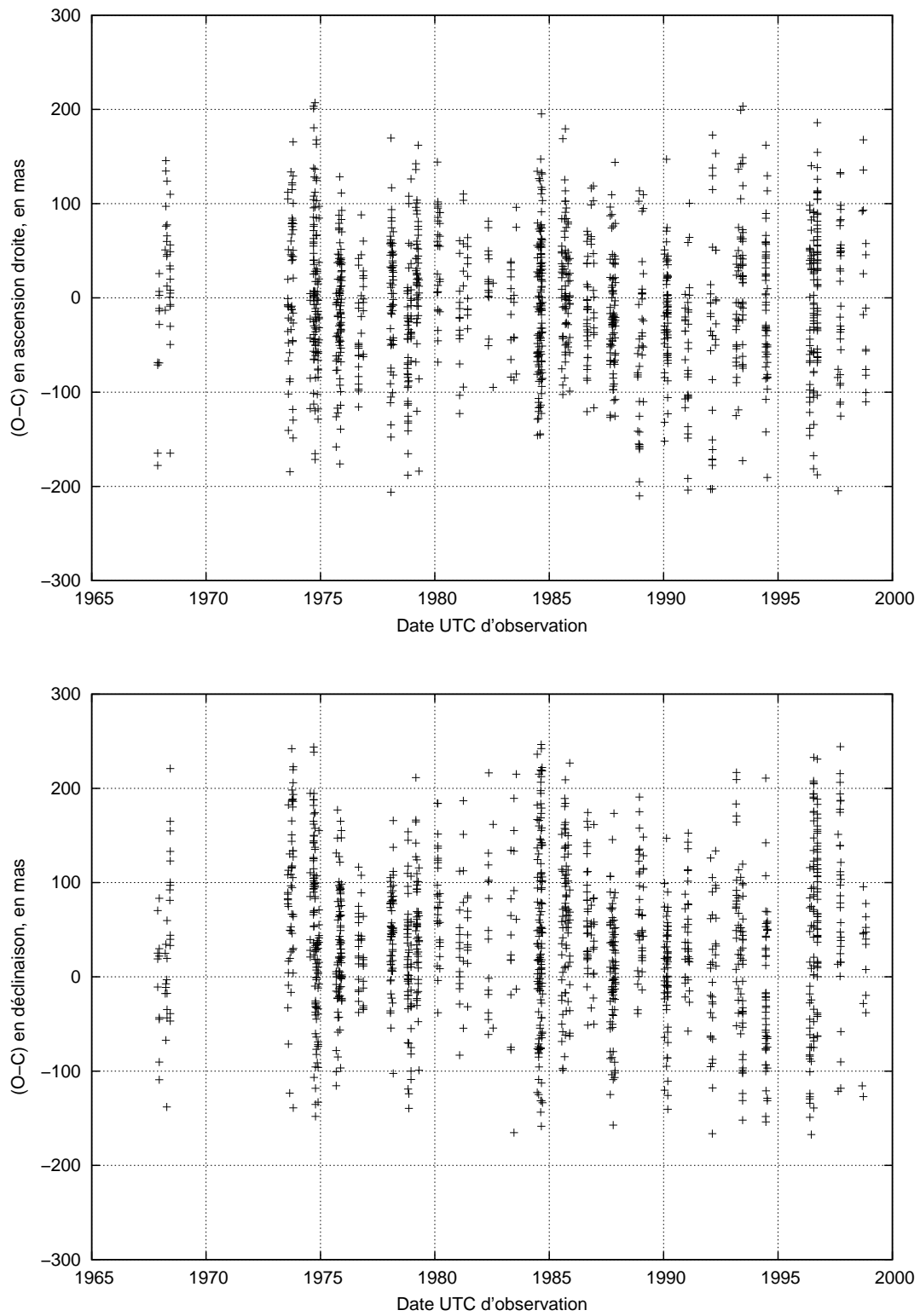


Figure 6.32 – (O-C) des positions (RA, Dec) USNO du centre de masse du système jovien, en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).

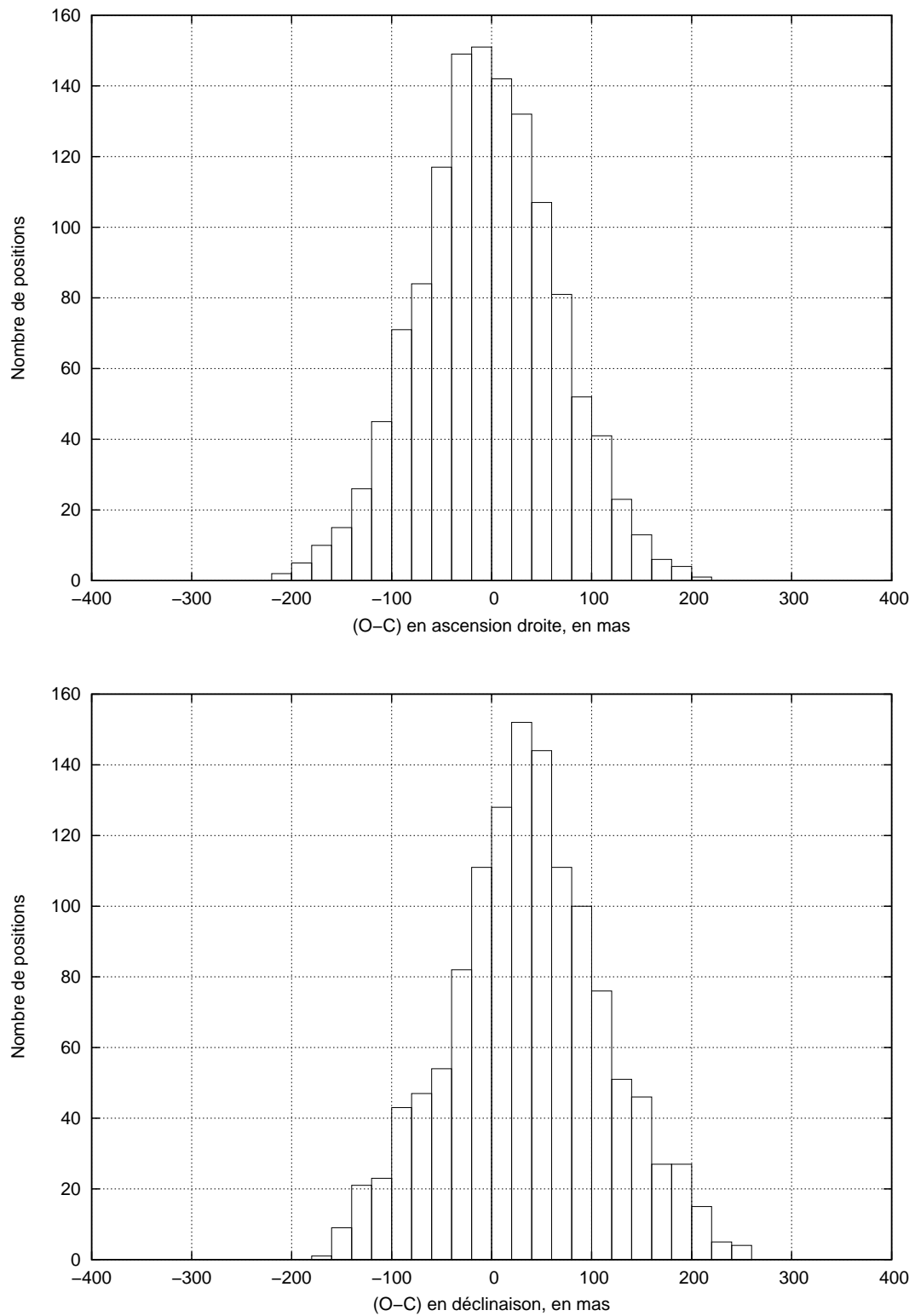


Figure 6.33 – Lois de distribution des (O-C) des positions (RA , Dec) USNO du centre de masse du système jovien, en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).

Chapitre 7

Le satellite Amalthée

Sommaire

7.1	Contexte général	203
7.2	Données USNO	205
7.3	Estimation de la masse d'un satellite intérieur	206

Nous proposons, dans ce chapitre, un nouvel apport scientifique des données obtenues à partir des plaques photographiques USNO, sur la détermination de la masse d'un corps perturbateur des satellites galiléens : Amalthée.

Plus particulièrement et lors de la comparaison des éphémérides satellitaires au chapitre précédent, nous avons discuté du modèle L2 qui, par construction, n'introduit pas le mouvement d'Amalthée. Aussi et comme Io apparaît en tant que principal corps perturbé, nous devons être en mesure, depuis l'analyse des (O-C) correspondants, d'extraire et d'évaluer un signal additionnel introduit par le potentiel gravitationnel de ce satellite intérieur. Notre objectif étant, à partir de données sol, d'utiliser les informations recueillies pour montrer qu'une étude astrométrique peut encore aujourd'hui contribuer à une physique plus fondamentale par l'estimation d'une masse des corps célestes étudiés, qu'ils soient observés directement ou non, ce qui est le cas ici du satellite perturbateur Amalthée.

Nous commencerons ainsi par présenter le contexte dans lequel cette analyse est réalisée; dans les sections suivantes, nous recenserons les informations que nous avons pu extraire des observations USNO et qui seront utilisées à l'estimation, par une méthode analytique, d'une masse d'Amalthée.

7.1 Contexte général

Le satellite Amalthée fait partie des quatre satellites internes de Jupiter avec Métis, Adrastée et Thébé. En première approche : Métis est le plus à proximité de Jupiter suivi par Adrastée, Amalthée est le plus grand et le plus massif, Thébé est le plus extérieur. Ces quatre corps sont caractérisés par une forme irrégulière et d'un point de vue dynamique, leurs orbites sont faiblement excentriques et ils évoluent en interaction avec les anneaux de la planète (Ockert-Bell et al., 1999).

Les faibles tailles et albédos des satellites internes de Jupiter font qu'ils sont difficiles à observer depuis la Terre. Seul Amalthée a pu être découvert depuis le sol par Barnard en 1892 ; Métis, Adrastée et Thébé l'ont été grâce aux images Voyager. Les formes et caractéristiques physiques des quatre satellites ont été analysées initialement depuis les images Voyager et Galileo (Thomas et al., 1998) ; plus récemment, Kulyk et al. (2004), Anderson et al. (2005), Cooper et al. (2006) et Avdyushev et al. (2008) utilisent des observations au sol (photométriques et CCD) et directes spatiales pour ajuster indépendamment les densités, compositions et paramètres orbitaux des objets. D'ailleurs Amalthée, dont on pensait qu'il était un corps rocheux très rigide, s'avère être constitué de glaces, ce qui indique qu'il aurait été formé à un endroit autre que sur son orbite actuelle (Anderson et al., 2005).

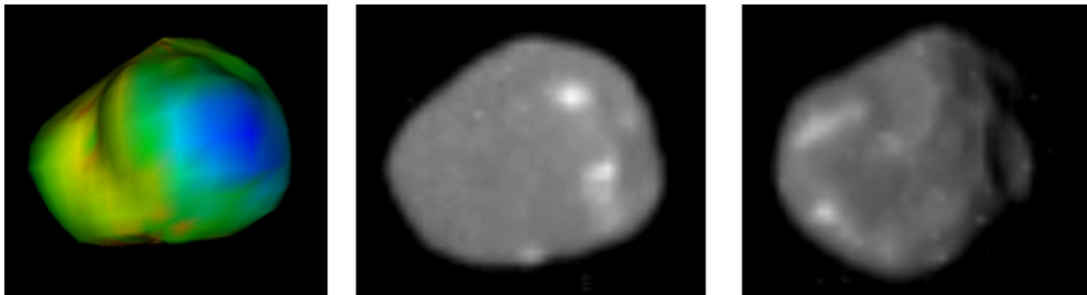


Figure 7.1 – Observations Voyager (1979) et Galileo (1989) d'Amalthée (crédit JPL/NASA).

Satellite	a en 10^{-3} UA	e	i en $^{\circ}$	T en jours
Métis	0.8615	0.0074	0.0621	0.2989
Adrastée	0.8682	0.0129	0.4613	0.3024
Amalthée	1.2165	0.0036	0.3063	0.5016
Thébé	1.4866	0.0145	1.1248	0.6776

Table 7.1 – Principales caractéristiques orbitales des satellites internes de Jupiter (Avdyushev et al., 2008).

La Figure 7.1 présente trois observations Voyager et Galileo d'Amalthée. L'image de gauche montre les vitesses de libération dépendantes de la position sur le satellite : le bleu traduit la plus basse vitesse ($\simeq 1$ m/s) proche du point opposé à Jupiter, le rouge la plus haute ($\simeq 90$ m/s). Les grandeurs des vitesses de libération, relativement basses, seraient dues à la faible densité d'Amalthée et sa révolution rapide autour de la planète. L'image du milieu est une addition d'images Voyager et Galileo : elle montre Amalthée sur sa face opposée à Jupiter et la taille apparente de l'objet est d'environ 150 km. L'image de droite est une image Galileo qui montre deux cratères d'impacts.

La Table 7.1 présente les principales caractéristiques orbitales des quatre satellites internes selon l'estimation de Avdyushev et al. (2008).

L'observation spatiale et l'utilisation des plus récentes technologies d'observation au sol ont joué le rôle le plus important, ces dernières années, dans l'étude des satellites internes de Jupiter. À contre courant, nous proposons de démontrer l'intérêt d'une nouvelle réduction d'anciennes plaques photographiques, si tant est qu'il est possible d'identifier directement ou non le signal de l'un de ces corps par leur analyse. D'ailleurs nous avons étudié précisément et de manière optimale les observations USNO des satellites galiléens et plus particulièrement dans le cas qui nous intéresse ici, de Io. Comme il s'agit du corps

principalement perturbé par les satellites internes et comme l'éphéméride L2 n'introduit pas leurs mouvements, nous envisageons l'extraction du signal du plus massif depuis les (O-C) correspondants. Si de plus nous pouvons utiliser ces informations à la détermination d'une masse, nous démontrerons que l'observation directe des satellites internes de Jupiter n'est pas l'unique moyen pour en définir les caractéristiques physiques ou orbitales. Parallèlement et par la considération d'observations anciennes au sol, nous pouvons aussi envisager la possibilité d'obtenir des informations nouvelles pour des périodes passées et sur un intervalle de temps conséquent.

7.2 Données USNO

Par construction et comme nous l'avons déjà évoqué, l'éphéméride L2 de l'IMCCE n'introduit pas le mouvement des satellites internes de Jupiter. Leur influence est implicitement prise en compte par l'ajout de leur masse respective à celle de la planète. Aussi, les données de positionnement des observations USNO que nous avons déterminées doivent être affectées par les signaux correspondants, dans la mesure où ils sont suffisamment forts pour ressortir du bruit. De plus et afin de réduire les sources "parasites" (signal du déplacement de l'observateur, signal de l'éphéméride planétaire, ...), nous avons choisi de travailler depuis les (O-C) L2 intersatellites et normalisés selon la distance de séparation Terre/satellite respective des satellites galiléens. Nous avons réalisé une analyse en fréquence sur 30 ans de ces données, aux fréquences propres connues des quatre satellites internes; pour cette étude et en première approche, nous considérerons que les signaux mesurés correspondent aux variations en longitude λ . Nous faisons cette approximation car nous cherchons un ordre de grandeur de la masse d'Amalthée qui suffira à démontrer la possibilité d'estimer une telle information depuis les données USNO. Nous avons ainsi été en mesure d'extraire un signal périodique des (O-C) de Io, que nous supposons dû à Amalthée. En effet, nous relevons principalement une courte période égale à 0.5016 ± 0.0022 jours, d'amplitude 20 ± 2 km, et dont l'argument est $\lambda_{Amalthée} - \lambda_{Io}$. Ces données sont cohérentes avec les plus récentes mesures de Avdyushev et al. (2008).

D'un autre côté, l'éphéméride jup230 du JPL n'introduit pas le mouvement des satellites internes de Jupiter, hormis celui d'Amalthée; l'influence des trois autres étant implicitement prise en compte par l'ajout de leur masse respective à celle de Jupiter. Comme nous en avons discuté chapitre 6.5.1 p.178 et contre toute attente, nous n'avons pas pu identifier le signal perturbateur d'Amalthée sur les données théoriques de Io, ni inversement. En conséquence, aucune perturbation mutuelle ne semblant effective, nous avons supposé que l'orbite jup230 d'Amalthée était uniquement précessante. Nous avons reconduit la même analyse que pour l'éphéméride L2 depuis les (O-C) jup230 intersatellites et normalisés selon la distance de séparation Terre/satellite respective des satellites galiléens. Nous avons là aussi été en mesure d'extraire un signal périodique des (O-C) de Io, que nous supposons dû à Amalthée. Nous relevons principalement une courte période égale à 0.5016 ± 0.0020 jours, d'amplitude 21 ± 2 km. Malgré le fait que l'éphéméride jup230 introduise le mouvement d'Amalthée, ces résultats analogues en grandeur aux données L2 exprimées ci-dessus confirment que le modèle en question n'introduit pas les perturbations mutuelles Amalthée/Io.

La Table 7.2 reprend clairement les caractéristiques des signaux extraits selon l'utilisation des modèles L2 et jup230.

Modèle	Variable	Argument	Amplitude (km)	Période (jour)	Terme
L2	λ_{Io}	$\lambda_{Amalthee} - \lambda_{Io}$	20 ± 2	0.5016 ± 0.0022	$m_{Amalthee}$
jup230	λ_{Io}	$\lambda_{Amalthee} - \lambda_{Io}$	21 ± 2	0.5016 ± 0.0020	$m_{Amalthee}$

Table 7.2 – Mesures du signal introduit par le potentiel gravitationnel d'Amalthee sur Io et déterminé par comparaison avec les éphémérides satellitaires L2 et jup230.

7.3 Estimation de la masse d'un satellite intérieur

Si nous considérons uniquement le déplacement de Io autour de Jupiter, tous deux supposés parfaitement sphériques, les équations qui régissent son mouvement sont intégrables et ont pour solutions des éléments elliptiques constants. Si nous introduisons maintenant le déplacement d'Amalthee à ce classique problème des deux corps, alors des accélérations supplémentaires doivent être ajoutées. Les orbites des deux satellites présentent de petites déviations dirigées par leur perturbation gravitationnelle mutuelle. Ainsi il apparaît que seule la résolution d'un problème des deux corps perturbés, appliqué au système $\{Jupiter; Amalthee; Io\}$, pourrait permettre de caractériser ces accélérations et établir une équation de perturbation. Plus particulièrement, notre objectif sera de déterminer la fonction régissant la perturbation introduite par le potentiel gravitationnel d'Amalthee sur la longitude de Io et par recouplement avec les informations de la section précédente, déduire la masse perturbatrice s'approchant le plus de notre signal. Présentons maintenant comment nous avons envisagé la résolution du problème.

Supposons que Jupiter, Amalthee et Io soient réduits à leur centre de gravité, de masse respective m_J , m et m_I . Les vecteurs position des masses m et m_I par rapport au centre de masse du système sont respectivement \vec{r} et \vec{r}_I (Figure 7.2).

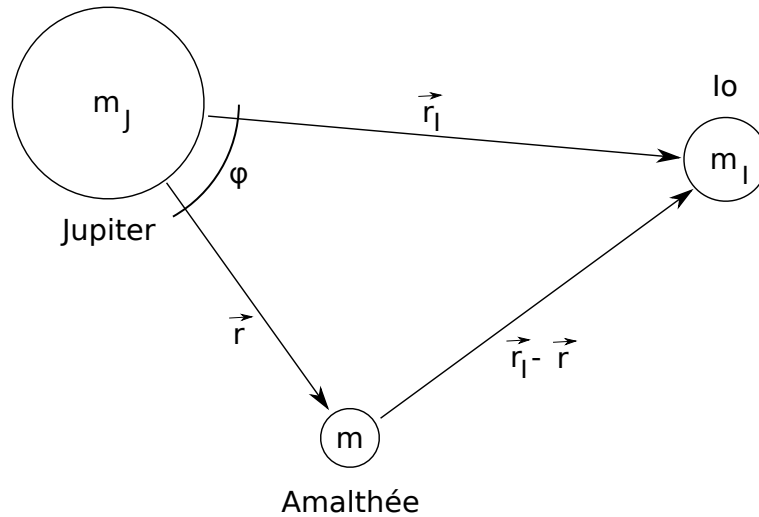


Figure 7.2 – Représentation schématique du système $\{Jupiter; Amalthee; Io\}$.

L'accélération relative de Io par rapport à Amalthee est déduite des positions des trois masses dans un repère inertiel (ou quasi-inertiel) de référence ; elle est donnée par la relation :

$$\frac{d^2}{dt^2} (\vec{r}_I) + G(m_c + m_I) \frac{\vec{r}_I}{|\vec{r}_I|^3} = Gm \left(\frac{\vec{r} - \vec{r}_I}{|\vec{r} - \vec{r}_I|^3} - \frac{\vec{r}}{|\vec{r}|^3} \right) \quad (7.1)$$

Si nous posons $\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$ et $\vec{r}_I = x_I\vec{i} + y_I\vec{j} + z_I\vec{k}$, l'accélération relative de Io par rapport à Amalthée peut être écrite sous forme de gradients de potentiels :

$$\frac{d^2}{dt^2}(\vec{r}_I) = \nabla \left(\hat{i} \frac{\partial}{\partial x_I} + \hat{j} \frac{\partial}{\partial y_I} + \hat{k} \frac{\partial}{\partial z_I} \right) (U_I + R_I) \text{ avec } U_I = -\frac{G(m_c + m_I)}{r_I} \quad (7.2)$$

U_I est le terme central du potentiel total ; R_I est la fonction de perturbation qui représente le potentiel introduit sur Io par Amalthée. Comme le vecteur position \vec{r} n'est pas fonction des éléments x_I, y_I et z_I , et comme le vecteur position \vec{r}_I n'est pas fonction des éléments x, y et z , alors nous pouvons écrire :

$$R_I = \frac{\mu}{|\vec{r} - \vec{r}_I|} - \mu \frac{\vec{r} \cdot \vec{r}_I}{|\vec{r}_I|^3} \text{ avec } \mu = Gm \quad (7.3)$$

Cette équation se décompose en deux parties : la première introduit les termes dits "directs" tandis que la seconde, provenant du choix de l'origine du système de coordonnées, introduit les termes dits "indirects". De plus et si nous notons φ la séparation angulaire des vecteurs \vec{r} et \vec{r}_I vue depuis m_J , alors et d'après la règle du cosinus :

$$\Delta = |\vec{r}_I - \vec{r}| = (r^2 + r_I^2 - 2rr_I \cos \varphi)^{1/2} \text{ ou } \frac{1}{\Delta} = \frac{1}{r_I} \left(1 - 2\frac{r}{r_I} \cos \varphi + \left(\frac{r}{r_I}\right)^2 \right)^{-1/2} \quad (7.4)$$

Expression qui peut être décrite sous forme d'une somme de polynômes de Legendre :

$$\frac{1}{\Delta} = \frac{1}{r_I} \sum_{l=0}^{\infty} \left(\frac{r}{r_I}\right)^l P_l(\cos \varphi) \quad (7.5)$$

Si nous limitons le développement de l'équation 7.5 à l'ordre 2 en r/r_I et comme $\vec{r} \cdot \vec{r}_I = rr_I \cos \varphi$, alors la fonction de perturbation R_I devient :

$$R_I = \frac{\mu}{r_I} \sum_{l=1}^2 \left(\frac{r}{r_I}\right)^l P_l(\cos \varphi) - \frac{\mu r_I}{r^2} \cos \varphi \quad (7.6)$$

soit

$$R_I = \frac{\mu}{a_I} \left(\alpha \left(\frac{r}{a}\right) \left(\frac{a_I}{r_I}\right)^2 \cos \varphi + \alpha^2 \left(\frac{r}{a}\right)^2 \left(\frac{a_I}{r_I}\right)^3 \left(\frac{3}{2} \cos^2 \varphi - \frac{1}{2}\right) \right) - \frac{\mu}{\alpha a} \left(\frac{r_I}{a_I}\right) \left(\frac{a}{r}\right)^2 \cos \varphi \quad (7.7)$$

Précisons que $\alpha = a/a_I < 1$ et que nous avons éliminé le terme $P_0(\cos \varphi)$ du développement car il ne dépend pas de r (notre attention se porte sur le gradient de R_I dont les coordonnées font intervenir Amalthée). De plus et comme il s'agit ici de donner un ordre de grandeur de la masse d'Amalthée, nous ne considérerons que les termes directs, c'est-à-dire que nous assimilerons le barycentre du système $\{Jupiter; Amalthée; Io\}$ au centre de masse de Jupiter. Nous retenons pour analyse la fonction de perturbation suivante :

$$R_I = \frac{\mu}{a_I} \left(\alpha \left(\frac{r}{a}\right) \left(\frac{a_I}{r_I}\right)^2 \cos \varphi + \alpha^2 \left(\frac{r}{a}\right)^2 \left(\frac{a_I}{r_I}\right)^3 \left(\frac{3}{2} \cos^2 \varphi - \frac{1}{2}\right) \right) \quad (7.8)$$

En opposition aux coordonnées cartésiennes et pour permettre le lien avec les données USNO proposées en section précédente, nous devons développer l'expression de R_I en éléments elliptiques d'Amalthée et de Io. Nous utilisons donc les grandeurs $(a, e, i, \omega, \Omega, \lambda)$ et $(a_I, e_I, i_I, \omega_I, \Omega_I, \lambda_I)$ pour représenter respectivement les demi-grand axes, excentricités,

inclinaisons, longitudes du périastre, longitudes du nœud ascendant et longitudes moyennes des masses m et m_I ; M et M_I en sont les anomalies moyennes. Les développements de $(r/a)^n$, $(a_I/r_I)^n$ et $\cos^n \varphi$ sont donnés par Brouwer et Clemence (1961), et avec nos notations :

$$\frac{r}{a} = 1 - e \cos M + \frac{e^2}{2}(1 - \cos 2M) + \frac{3e^3}{8}(\cos M - \cos 3M) + \frac{e^4}{3}(\cos 2M - \cos 4M) + O(e^5) \quad (7.9)$$

$$\frac{a_I}{r_I} = 1 + e_I \cos M_I + e_I^2 \cos 2M_I + \frac{e_I^3}{8}(-\cos M_I + 9 \cos 3M_I) + \frac{e_I^4}{3}(-\cos 2M_I + 4 \cos 4M_I) + O(e_I^5) \quad (7.10)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{r}{a}\right)^2 \left(\frac{a_I}{r_I}\right)^3 &\simeq 1 + \frac{3e^2}{2} + \frac{3e_I^2}{2} - 2e \cos M + 3e_I \cos M_I - \frac{e^2}{2} \cos 2M \\ &\quad + \frac{9e_I^2}{2} \cos 2M_I - 3ee_I \cos(M - M_I) - 3ee_I \cos(M + M_I) \end{aligned} \quad (7.11)$$

$$\begin{aligned} \cos \varphi &\simeq (1 - e^2 - e_I^2) \cos(\lambda - \lambda_I) - e \cos(\lambda_I - \omega) - e_I \cos(\lambda - \omega_I) + e \cos(2\lambda - \lambda_I - \omega) \\ &\quad + e_I \cos(\lambda - 2\lambda_I + \omega_I) - \frac{e^2}{8} \cos(\lambda + \lambda_I - 2\omega) - \frac{e_I^2}{8} \cos(\lambda + \lambda_I - 2\omega_I) \\ &\quad + \frac{9e^2}{8} \cos(3\lambda - \lambda_I - 2\omega) + \frac{9e_I^2}{8} \cos(\lambda - 3\lambda_I + 2\omega_I) + ee_I \cos(\omega - \omega_I) \\ &\quad + ee_I \cos(2\lambda - 2\lambda_I - \omega + \omega_I) - ee_I \cos(2\omega - \omega - \omega_I) - ee_I \cos(2\lambda_I - \omega - \omega_I) \end{aligned} \quad (7.12)$$

Selon notre objectif, nous proposons plusieurs hypothèses simplificatrices, à savoir que nous considérerons un problème plan et des orbites circulaires. Cela se traduit par des inclinaisons et excentricité nulles. Nous simplifions la fonction de perturbation en conséquence :

$$R_I = \frac{\mu\alpha}{a_I} \cos(M - M_I) + \frac{3\mu\alpha^2}{2a_I} \cos^2(M - M_I) - \frac{\mu\alpha^2}{2a_I} \quad (7.13)$$

La variation des éléments osculateurs de Io dépendant du potentiel perturbateur d'Amalthée, nous utilisons la formulation dL/dt des équations de Lagrange pour évaluer la déviation en longitude du satellite galiléen, telle que :

$$\frac{dL_I}{dt} = n_I - \frac{2}{n_I a_I} \frac{\partial R_I}{\partial a_I} \quad (7.14)$$

d'où

$$\overline{L_I(t)} = L_I(t_0) + n_I \cdot t + \Delta L \quad (7.15)$$

avec

$$\begin{aligned} \Delta L &= \int_0^t -\frac{2}{n_I a_I} \frac{\partial R_I}{\partial a_I} \cdot dt = + \frac{3\mu a^2}{2n_I a_I^5} t + \frac{4\mu a}{n_I a_I^4 (n - n_I)} \sin(M - M_I) \\ &\quad + \frac{9\mu a^2}{4n_I a_I^5 (n - n_I)} \sin(2M - 2M_I) \end{aligned} \quad (7.16)$$

Nous pouvons tout d'abord remarquer, en équation 7.15, que la variation en longitude de Io est décrite par une fonction linéaire du temps $n_I \cdot t$ par rapport à une condition initiale $L_I(t_0)$, à laquelle s'ajoute une déviation ΔL due au potentiel gravitationnel d'Amalthée. De manière analogue à l'évaluation des perturbations dans la construction des modèles planétaires, nous considérons que les écarts du premier ordre sont obtenus en posant les termes a , a_I , n et n_I constants. Nous remarquons aussi, en équation 7.16, que notre déviation est composée d'un terme séculaire dépendant de t et de variations périodiques d'arguments $(M - M_I)$ et $(2M - 2M_I)$. Plus précisément, l'introduction d'un terme séculaire est cohérente car comme Amalthée est plus interne à Io, ce dernier satellite évolue autour d'une "masse centrale" plus importante. Cet effet justifie notamment que les satellites internes non modélisés sont implicitement pris en compte par l'addition de leur masse respective à celle du corps principal. De plus, le signe positif montre que la perturbation séculaire d'Amalthée sur Io se traduit par une accélération du satellite galiléen. D'un autre côté, notre intérêt se porte bien évidemment sur les variations périodiques présentées. Nous avons recherché sur nos données de positionnement un signal d'argument $(2\lambda - 2\lambda_I)$ que nous n'avons pas pu identifier ; d'ailleurs nous pouvons considérer la fréquence correspondante comme négligeable car le rapport (a/a_I) est d'un ordre supérieur. Plus particulièrement, nous pouvons désormais comparer le terme ΔL_1 à nos mesures, tel que :

$$\Delta L_1 = \frac{4\mu a}{n_I a_I^4 (n - n_I)} \sin(M - M_I) = \check{A} \cdot \sin(M - M_I) \quad (7.17)$$

Il est ainsi aisé, depuis une telle expression, d'identifier l'amplitude \check{A} du signal et la variation périodique imprimée par $\sin(M - M_I)$. C'est donc la grandeur de \check{A} que nous devons comparer à l'amplitude des signaux USNO d'argument $(\lambda - \lambda_I)$ extraits en section précédente. D'ailleurs et selon que nous choisissons d'estimer la masse d'Amalthée depuis les signaux L2 ou jup230, nous utilisons les moyennes de a_I et n_I du modèle considéré. Concernant la donnée du demi-grand axe a d'Amalthée, nous utilisons dans les deux cas sa valeur moyenne jup230 car nous ne disposons pas d'informations L2 pour ce corps. Nous procédons ensuite à l'ajustement de μ , c'est-à-dire de la masse du satellite perturbateur, pour minimiser l'écart entre la valeur de \check{A} et l'amplitude USNO étudiée. En première approximation et pour que la comparaison soit possible, nous supposons que l'amplitude \check{A} doit être corrigée d'un facteur a_I^2/d où d est la distance moyenne Terre-Io, afin d'exprimer la variation d'angle en km sur la sphère céleste de l'observateur. La Table 7.3 présente les résultats obtenus.

Modèle	Amplitude USNO (km)	Masse estimée d'Amalthée ($\times 10^{18}$ kg)
L2	20 ± 2	2.00 ± 0.2
jup230	21 ± 2	2.05 ± 0.2

Table 7.3 – Estimations L2 et jup230 de la masse d'Amalthée.

Nous pouvons remarquer que les estimations de la masse d'Amalthée, réalisées par l'analyse des signaux L2 et jup230, sont analogues en grandeur. Indiquons que sa masse, déterminée par les survols Galileo, est de $2.08 \pm 0.15 \times 10^{18}$ kg (Anderson et al., 2005) ; nos valeurs n'en restent pas moins cohérentes, mais elles en diffèrent principalement du fait des simplifications apportées au problème et des constantes moyennes a_I , n_I et a utilisées. La grandeur des barres d'erreurs traduit justement ce manque de précision qui apparaît ici directement liée aux incertitudes sur les amplitudes des signaux USNO extraits. D'autre part, une autre approximation est introduite par la considération de signaux équatoriaux

USNO alors que nous devrions en tout état de cause discuter de signaux en longitude planétocentrique. Nous avons d'ailleurs vérifié que les perturbations en longitude sont plus fortes que les perturbations équatoriales, ce qui implique que la mesure du signal n'est évidemment pas complète. Nous supposons que la prise en compte de l'inclinaison des orbites d'Amalthée et Io dans le repère joviocentrique, mais aussi de l'inclinaison de ce même repère par rapport à l'équateur céleste, permettrait de restituer au mieux les signaux. Toutefois et au vu des incertitudes sur les variations en longitude, nous n'avons pas été en mesure de vérifier précisément cette hypothèse. Cela étant et en première approche, notre méthode permet de démontrer qu'une estimation appréciable de la masse d'Amalthée peut être obtenue depuis les seules données USNO que nous avons étudiées. Il est aussi évident qu'une analyse longue et rigoureuse, à des termes supérieurs du développement et tenant compte des excentricités et inclinaisons, permettrait de réduire les incertitudes et produire des solutions plus justes. Enfin, nous démontrons que l'observation directe des satellites internes de Jupiter n'est pas l'unique moyen d'en déterminer les caractéristiques physiques ou orbitales. Par l'analyse de sa signature gravitationnelle sur des données de positionnement, nous pouvons confirmer que la densité d'Amalthée est proche de celle de l'eau.

Grâce à une méthode adaptée, nous pouvons en principe estimer la masse d'Amalthée depuis les perturbations qu'il introduit sur Io, c'est-à-dire indirectement et par l'analyse de données sol qui plus est. Une étude astrométrique de haute précision peut ainsi contribuer encore aujourd'hui à une physique plus fondamentale des systèmes observés. Plus généralement, une étude exhaustive réalisée par une nouvelle réduction d'anciennes plaques photographiques permettrait l'ajustement des paramètres gravitationnels et orbitaux de ces corps, pour des périodes passées et sur un intervalle de temps conséquent. Nous démontrons l'intérêt certain que la communauté a à réaliser une nouvelle réduction d'anciennes plaques photographiques de qualité.

Conclusion et perspectives

Nous avons mené cette thèse selon différents objectifs, mais tout particulièrement : démontrer qu'il est aujourd'hui possible de disposer de données astrométriques de haute précision pour des périodes passées en réalisant une nouvelle réduction de plaques photographiques, et contribuer à une amélioration effective des éphémérides grâce à de telles observations.

Aussi, nous avons choisi pour le cadre de notre étude l'analyse d'anciennes plaques photographiques des satellites galiléens, réalisées au McCormick Observatory et à l'U.S. Naval Observatory, des années 1967 à 1998. Dans un premier temps, nous en avons établi une procédure d'analyse, depuis leur numérisation par le scanner de nouvelle génération DAMIAN jusqu'à l'identification des objets (étoiles, satellites et planète) sur les images. Nous avons pu vérifier que le processus de digitalisation était optimal en termes d'exécution et de précision de mesure. Nous avons réalisé les corrections de phénomènes instrumentaux inhérents à l'utilisation de tout matériel complexe mécanique/informatique et les résultats produits présentent une stabilité et une justesse jusque là encore inégalées. Nous avons ensuite développé un outil d'identification des corps célestes, depuis les numérisations, par superposition d'un champ virtuel. Nous avons pu vérifier que ce procédé permettait d'extraire toute l'information disponible ; nous avons parallèlement démontré un premier intérêt d'une nouvelle analyse d'anciennes observations. En effet et par comparaison avec de précédentes analyses, nous avons vu qu'il est désormais possible d'identifier des sources astronomiques qui n'avaient pas pu être détectées avec les procédures de mesure alors employées. Nous avons d'ailleurs veillé au fait de ne pas perdre de précision lors de ces traitements. Nous avons enfin développé une nouvelle méthode de réduction astrométrique par rattachement aux étoiles du champ. Sa principale originalité, hormis les corrections instrumentales et physiques apportées et permettant une bonne réduction malgré le faible nombre de références stellaires, consiste en l'ajout d'une étape intermédiaire dans le processus théorique de sorte que la réduction soit désormais réalisée en atmosphère, en ajustant peu de paramètres. Les positions équatoriales (RA, Dec) des satellites galiléens sont ainsi déduites de leurs positions tangentielles apparentes. En outre, pour la première fois depuis les observations considérées, nous avons été en mesure de déterminer des coordonnées en ascension droite et déclinaison dans le système de référence ICRS, là où les positions n'étaient que relatives entre satellites. Enfin, notre modèle adapté aux plaques photographiques étudiées a été validé par l'analyse d'amas d'étoiles, grâce auxquels nous avons pu mettre en évidence l'influence conséquente de la température sur l'instrument et donc sur l'observation elle-même, via les facteurs d'échelle.

Nous avons utilisé les informations de positionnement des satellites galiléens au travers de différentes études : nous avons comparé notre méthode de réduction astrométrique et d'anciens procédés adaptés aux plaques photographiques en question, nous avons comparé plusieurs catalogues d'étoiles, ainsi que les plus récentes éphémérides satellitaires et planétaires. En conséquence, nous avons pu juger de la pertinence et de la justesse de nos résultats. La précision associée à notre jeu d'observations est de l'ordre de 75 mas ($\simeq 225$ km) en (RA, Dec) et 36 mas ($\simeq 108$ km) en intersatellite. Ajoutons que cette même précision estimée à l'époque de réalisation des plaques était de l'ordre de 90 mas et ceci en intersatellite uniquement. De plus, nos résultats restent meilleurs que ceux issus de programmes d'observations plus récents tel le programme FASTT, dont les précisions (RA, Dec) et intersatellite sont respectivement de 100 mas ($\simeq 300$ km) et 50 mas ($\simeq 150$ km). Ces chiffres démontrent à eux seuls qu'il est aujourd'hui possible de disposer de données astrométriques de haute précision pour des périodes passées, grâce à une nouvelle réduction adaptée d'anciennes plaques photographiques. D'autre part, nous avons pu iden-

tifier la signature gravitationnelle d'Amalthée sur les positions astrométriques de Io. Par l'analyse d'observations simples photographiques, c'est-à-dire de données sol, nous avons été en mesure de contribuer à un nouvel apport scientifique via l'estimation de la masse d'Amalthée ; nous confirmons que sa densité est proche de celle de l'eau. Enfin, les données de positionnement des satellites galiléens ont été utilisées pour l'ajustement de la dernière éphéméride IMCCE dédiée. Nous avons montré que l'introduction de notre jeu d'observations aura permis un gain en justesse et précision, ou en d'autres termes, une amélioration effective de l'éphéméride considérée et donc des paramètres dynamiques du système jovien.

Il est à noter que nous avons utilisé le catalogue d'étoiles UCAC2 tout au long de cette étude et que nous sommes bien évidemment dépendants de sa précision astrométrique pour les champs considérés. L'arrivée du catalogue GAIA dans un avenir proche va bouleverser l'astrométrie au sol ; une nouvelle réduction des données étudiées ici sera immédiate et fournira des positions équatoriales (RA, Dec) encore meilleures. De plus, la qualité des mouvements propres des étoiles de référence du catalogue GAIA nous permettra de réduire des plaques photographiques bien plus anciennes avec une très bonne précision astrométrique.

Pour terminer, il convient d'informer le lecteur que les méthodes et outils développés ont été créés dans un souci de généralisation pour laisser la possibilité d'application à l'ensemble des systèmes planétaires de notre Système Solaire.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] Abalakin V.K., 1985, "Refraction Tables of Pulkovo Observatory", Fifth edition, Academy of Sciences of the USSR. Nauka Publishing House, Leningrad, 49
- [2] Anderson J.D., Johnson T.V., Schubert G., Asmar S., Jacobson R.A., Johnston D., Lau E.L., Lewis G., Moore W.B., Taylor A., Thomas P.C., Weinwurm G., 2005, "Amalthea's density is less than that of water", *Science*, Vol. 308, Issue 5726, 1291
- [3] Arlot J.E., 1980, "An investigation of the improvement of photographic plate position measurements for the Galilean satellites of Jupiter using photometric image processing", *A&A*, 86, 55
- [4] Arlot J.E., 1982, PhD Thesis, Observatoire de Paris
- [5] Arlot J.E., 2010, Communication privée
- [6] Avdyushev V.A., Ban'shikova M.A., 2008, "Determination of the orbits of inner Jupiter satellites", *Solar System Research*, Vol. XLII, Issue 4, 296
- [7] Berger J., Cordini J.P., Fringant A.M., Guibert J., Moreau O., Reboul H., Vanderriest C., 1991, "MAMA astrometry and photometry of 1221 UV-excess objects in 40 square degrees at the North Galactic pole", *A&AS*, 87, 389
- [8] Bertin E., Arnouts S., 1996, "SExtractor : software for source extraction", *A&AS*, 117, 393
- [9] Bidart P., 2000, PhD Thesis, Observatoire de Paris
- [10] Brouwer D., Clemence G.M., 1961, "Methods of celestial mechanics", ed. Academic Press, New York
- [11] Chesley S.R., Baer J., Monet D.G., 2010, "Treatment of star catalog biases in asteroid astrometric observations", *Icarus*, 210, Issue 1, 158
- [12] Ciddor P.E., 1996, "Refractive index of air : new equations for the visible and near infrared", *Applied Optics*, 35, Issue 9, 1566
- [13] Ciddor P.E., Hill R.J., 1999, "Refractive index of air : 2. Group index", *Applied Optics*, 38, Issue 9, 1663
- [14] Ciddor P.E., 2002, "Refractive index of air : 3. The roles of CO₂, H₂O, and refractivity virials", *Applied Optics*, 41, Issue 12, 2292
- [15] Cooper N.J., Murray C.D., Porco C.C., Spitale J.N., 2006, "Cassini ISS astrometric observations of the inner jovian satellites, Amalthea and Thebe", *Icarus*, 181, Issue 1, 223
- [16] De Cuyper J.P., Winter L., De Decker G., Zacharias N., Pascu D., Arlot J.E., Robert V., Lainey V., 2009, "New astrometric reduction of the USNO photographic plates of planetary satellites", *ADASS XVIII*, 411, 275
- [17] De Vegt C., Ebner H., 1974, "A general computer program for the application of the rigorous blockadjustment solution in photographic astrometry", *MNRAS*, I67, 169

- [18] Eastman Kodak Company, 1967, "Kodak plates and films for science and industry", Kodak Publication P-9, ed. Rochester, New York
- [19] Emelyanov N.V., Andreev M.V., Berezhnoi A.A., Bekhteva A.S., Vashkovyakov S.N., Velikodskii Yu.I., Vereshchagina I.A., Gorshanov D.L., Devyatkin A.V., Izmailov I.S., Ivanov A.V., Irmambetova T.R., Kozlov V.A., Karashevich S.V., Kurenova A.N., Naiden Ya.V., Naumov K.N., Parakhin N.A., Raskhozhev V.N., Selyaev S.A., Sergeev A.V., Sokov E.N., Khovrichiev M.Yu., Khrutskaya E.V., Chernikov M.M., 2011, "Astrometric results of observations at Russian observatories of mutual occultations and eclipses of Jupiter's Galilean's satellites in 2009", *Solar System Research*, Vol. XLV, Issue 3, 264
- [20] Everhart E., 1974, "Implicit single-sequence methods for integrating orbits", *Celestial Mechanics*, Vol. I, Issue 1, 35
- [21] Fairhead L., Bretagnon P., Lestrade J.F., 1988, "The time transformation TDB-TDT an analytical formula and related problem of convention", *The Earth's Rotation and Reference Frames for Geodesy and Geodynamics*, 419
- [22] Fey A.L., Ma C., Arias E.F., Charlot P., Feissel-Vernier M., Gontier A.M., Jacobs C.S., Li J., MacMillan D.S., 2004, "The second extension of the International Celestial Reference Frame : ICRF-EXT.1", *AJ*, 127, Issue 6, 3587
- [23] Fienga A., Manche H., Laskar J., Gastineau M., 2008, "INPOP06 : a new numerical planetary ephemeris", *A&A*, 477, 315
- [24] Fienga A., Laskar J., Morley T., Manche H., Kuchynka P., Le Poncin-Lafitte C., Budnik F., Gastineau M., Somenzi L., 2009, "INPOP08, a 4-D planetary ephemeris : from asteroid and time-scale computations to ESA Mars Express and Venus Express contributions", *A&A*, 507, 1675
- [25] Fienga A., Manche H., Kuchynka P., Laskar J., Gastineau M., 2010, *INPOP10a*, IMCCE Memorandum
- [26] Fricke W., Schwan H., Lederle T., Bastian U., Bien R., Burkhardt G., Du Mont B., Hering R., Jährling R., Jahreiß H., Röser S., Schwerdtfeger H.M., Walter H.G., 1998, "Fifth fundamental catalogue (FK5). Part 1 : The basic fundamental stars", *Veröffentlichungen Astronomisches Rechen-Institut Heidelberg*, Verlag G. Braun, Karlsruhe, 32
- [27] Fricke W., Schwan H., Corbin T., Bastian U., Bien R., Cole C., Jackson E., Jährling R., Jahreiß H., Lederle T., Röser S., 1991, "Fifth fundamental catalogue. Part 2 : The FK5 extension - new fundamental stars", *Veröffentlichungen Astronomisches Rechen-Institut Heidelberg*, Verlag G. Braun, Karlsruhe, 33
- [28] Folkner W.M., Williams J.G., Boggs D.H., 2008, "The planetary and Lunar ephemeris DE 421", *JPL Memorandum IOM 343R-08-003*
- [29] Guibert J., Moreau O., 1991, "Photographic astronomy with MAMA", *The Messenger*, 64, 69
- [30] Guibert J., 2009, *Communication privée*
- [31] Hairer E., Nordsett S., Wanner G., 1993, "Solving ordinary differential equations", Vol. I, Second edition, Springer-Verlag
- [32] Hapke B., 1981, "Bidirectional reflectance spectroscopy. I - Theory", *JGR*, 86, 3039
- [33] Hazard C., Sutton J., Argue A.N., Kenworthy C.M., Morrison L.V., Murray C.A., 1971, "3C273B - Coincidence of radio and optical positions", *Nature Physical Science*, 233, 89
- [34] Hirayama T., Kinoshita H., Fujimoto M.K., Fukushima T., 1987, "Analytical expression of TDB-TDT", *Twentieth Symposium on Celestial Mechanics*, 75

- [35] Hog E., 1972, “The photoelectric meridian circle of Bergedorf/Perth”, *A&A*, 19, 27
- [36] Hog E., Fabricius C., Makarov V.V., Urban S., Corbin T., Wycoff G., Bastian U., Schwekendiek P., Wicenc A., 2000, “The Tycho-2 catalogue of the 2.5 million brightest stars”, *A&A*, 355, 27
- [37] Jacobson R., 2011, Communication privée
- [38] Josties F.J., Dahn C.C., Kallarakal V.V., Miranian M., Douglass G.G., Christy J.W., Behall A.L., Harrington R.S., 1974, “Photographic measures of double stars”, *Publications of the United States Naval Observatory*, Vol. XXII, Part VI
- [39] Josties F.J., Kallarakal V.V., Douglass G.G., Christy J.W., 1978, “Photographic measures of double stars”, *Publications of the United States Naval Observatory*, Vol. XXIV, Part V
- [40] Kaplan G.H., Hughes J.A., Seidelmann P.K., Smith C.A., Yallop B.D., 1989, “Mean and Apparent Place Computations in the New IAU System. III - Apparent, Topocentric, and Astrometric Places of Planets and Stars”, *AJ*, 97, Issue 4, 1197
- [41] Kovalevsky J., 1997, “Linking Hipparcos catalog to ICRF”, *The New International Celestial Reference Frame*, 23rd meeting of the IAU, Joint Discussion 7
- [42] Kulyk I., Jockers K., 2004, “Ground-based photometric observations of Jupiter’s inner satellites Thebe, Amalthea, and Metis at small phases angles”, *Icarus*, 170, Issue 1, 24
- [43] Lainey V., 2003, PhD Thesis, Observatoire de Paris
- [44] Lainey V., Arlot J.E., Vienne A., 2004, “New accurate ephemerides for the Galilean satellites of Jupiter. II. Fitting the observations”, *A&A*, 427, 371
- [45] Lainey V., Duriez L., Vienne A., 2006, “Synthetic representation of the Galilean satellites’ orbital motions from L1 ephemerides”, *A&A*, 456, Issue 2, 783
- [46] Lainey V., Arlot J.E., Karatekin O., Van Hoolst T., 2009, “Strong tidal dissipation in Io and Jupiter from astrometric observations”, *Nature*, 459, 957
- [47] Lainey V., 2010, Communication privée
- [48] Lainey V., 2011, Communication privée
- [49] Land G., 1944, “Systematic errors in astrometric photographs”, *AJ*, 51, 25
- [50] Lieske J.H., Lederle T., Fricke W., Morando B., 1977, “Expressions for the precession quantities based upon the IAU 1976 system of astronomical constants”, *A&A*, 58, 1
- [51] Lindegren L., 1977, “Meridian observations of planets with a photoelectric multilist micrometer”, *A&A*, 57, 55
- [52] Mignard F., Froeschle M., 1997, “Linking FK5 to ICRF”, *The New International Celestial Reference Frame*, 23rd meeting of the IAU, Joint Discussion 7
- [53] Monet D.G., Canzian B., Harris H.C., Reid N., Rhodes A.R., Sell S., 1997, “The PMM USNO-A1.0 Catalogue”, *US Naval Observatory Flagstaff Station* (1997)
- [54] Monet D.G., Bird A., Canzian B., Dahn C.C., Guetter H.H., Harris H.C., Henden A.A., Levine S.E., Luginbuhl C.B., Monet A.K.B., Rhodes A.R., Riepe B., Sell S., Stone R.C., Vrba F.J., Walker R.L., 1998, “USNO-A V2.0, A Catalog of Astrometric Standards”
- [55] Monet D.G., Levine S.E., Canzian B., Ables H.D., Bird A.R., Dahn C.C., Guetter H.H., Harris H.C., Henden A.A., Leggett S.K., Levison H.F., Luginbuhl C.B., Martini J., Monet A.K.B., Munn J.A., Pier J.R., Rhodes A.R., Riepe B., Sell S., Stone R.C., Vrba F.J., Walker R.L., Westerhout G., Brucato R.J., Reid I.N., Schoening W., Hartley M., Read M.A., Tritton S.B., 2003, “The USNO-B1.0 Catalog (Monet+ 2003)”, *AJ*, 125, 984

- [56] Morrison L.V., Evans D.W., 1998, "Check on JPL DE405 using modern optical observations", *A&AS*, 132, 381
- [57] Moyer T.D., 1981, "Transformation from proper time on Earth to coordinate time in Solar System barycentric space-time frame of reference. I. II", *Celestial Mechanics*, Vol. XXII, 33
- [58] Moyer, T.D., 2000, "Formulation for observed and computed values of Deep Space Network data types for navigation", Monograph 2, Deep Space Communications and Navigation Series, Jet Propulsion Laboratory/California Institute of Technology
- [59] Murray C.A., 1981, "Relativistic astrometry", *Royal Astronomical Society*, 195, 639-648
- [60] Ockert-Bel M.E., Burns J.A., Daubar I.J., Thomas P.C., Veverka J., Belton M.J.S., Klaasen K.P., 1999, "The structure of Jupiter's ring system as revealed by Galileo imaging experiment", *Icarus*, 138, Issue Icarus, 188
- [61] Owens J.C., 1967, "Optical refractive index of air : dependence on pressure, temperature, and composition", *Applied Optics*, 6, Issue 1, 51
- [62] Pascu D., 1977, "Astrometric techniques for the observation of planetary satellites", in *Planetary Satellites*, ed. J.A. Burns, University of Arizona Press, Tucson, 63
- [63] Pascu D., 1979, "The Naval Observatory Program for the Astrometric Observation of Planetary Satellites", in *Natural and Artificial Satellite Motion*, ed. P.E. Nacozy and S. Ferraz-Mello, University of Texas Press, Austin, 17
- [64] Pascu D., Schmidt R.E., 1990, "Photographic positional observations of Saturn", *AJ*, 99, 1974
- [65] Pascu D., 1994, "An appraisal of the USNO program for photographic astrometry of bright planetary satellites", in *Galactic and Solar System Optical Astrometry*, ed. L.V. Morrison and G.F. Gilmore, Cambridge University Press, Cambridge, 304
- [66] Pascu D., 2011, Communication privée
- [67] Perryman M.A.C., Lindegren L., Kovalevsky J., Hoeg E., Bastian U., Bernacca P.L., Cr ez e M., Donati F., Grenon M., Van Leeuwen F., Van der Marel H., Mignard F., Murray C.A., Le Poole R.S., Schrijver H., Turon C., Arenou F., Froeschl e M., Petersen C.S., 1997, "The Hipparcos Catalogue", *A&A*, 323, 49
- [68] Pitjeva E.V., 2009, "EPM ephemerides and relativity", *Bulletin of the American Astronomical Society*, 41, 188
- [69] Pitjeva E.V., 2010, "EPM ephemerides and relativity", *Proceedings of the International Astronomical Union, IAU Symposium*, 261, 170-178
- [70] Roeser S., Bastian U., 1988, "Catalogue of Positions and Proper Motions (aka Positions and Proper Motions - North)", *A&AS*, 74, 449
- [71] Roeser S., Demleitner M., Schilbach E., 2010, "The PPMXL catalog of positions and proper motions on the ICRS. Combining USNO-B1.0 and the Two Micron All Sky Survey (2MASS)", *AJ*, 139, Issue 6, 2440
- [72] Schilbach E., Scholz R.D., 1992, "A comparison of the measuring machines APM and MAMA for astrometric application", *Astronomische Nachrichten*, 313, 243
- [73] Schlesinger F., 1937, "On the origin of accidental errors in photographs for astrometry", *AJ*, 46, 85
- [74] Seidelmann P.K., 1982, "1980 IAU theory of nutation - The final report of the IAU Working Group on Nutation", *Celestial Mechanics*, Vol. XXVII, 79

- [75] Seidelmann P.K., Santoro E.J., Pilkkinen K.F., 1985, "Systematic differences between planetary observations and ephemerides", Proceedings of the second U.S.-Hungary Workshop, ed. V.G. Szebehely and B. Balazs, University of Texas Press, Austin, 55
- [76] Seidelmann P.K., Fukushima T., 1992, "Why new time scales", *A&A*, 265, Issue 2, 833
- [77] Skrutskie M.F., Cutri R.M., Stiening R., Weinberg M.D., Schneider S., Carpenter J.M., Beichman C., Capps R., Chester T., Elias J., Huchra J., Liebert J., Lonsdale C., Monet D.G., Price S., Seitzer P., Jarrett T., Kirkpatrick J.D., Gizis J.E., Howard E., Evans T., Fowler J., Fullmer L., Hurt R., Light R., Kopan E.L., Marsh K.A., McCallon H.L., Tam R., Van Dyk S., Wheelock S., 2006, "The Two Micron All Sky Survey", *AJ*, 131, Issue 2, 1163
- [78] Standish E.M., Keesey M.S., Newhall X.X., 1976, "JPL development ephemeris number 96", NASA technical report 32-1603
- [79] Standish E.M., 1985, "JPL planetary ephemerides DE125", JPL Memorandum IOM 314.6-591
- [80] Standish E.M., 1998, "JPL planetary and Lunar ephemeris, DE405/LE045", JPL Memorandum IOM 312R-98-048
- [81] Stone R.C., Monet D.G., Monet A.K.B., Harris F.H., Ables H.D., Dahn C.C., Canzian B., Guetter H.H., Harris H.C., Henden A.A., Levine S.E., Luginbuhl C.B., Munn J.A., Pier J.R., Vrba F.J., Walker R.L., 2003, "Upgrades to the Flagstaff astrometric scanning transit telescope : a fully automated telescope for astrometry", *AJ*, 126, Issue 4, 2060
- [82] Thomas P.C., Burns J.A., Rossier L., Simonelli D., Veverka J., Chapman C.R., Klaassen K., Johnson T.V., Belton M.J.S., 1998, "The small inner satellites of Jupiter", *Icarus*, 135, Issue Icarus, 360
- [83] UAI 2006, Résolution B3, "Re-définition du Temps Dynamique Barycentrique TDB"
- [84] Urban S.E., Zacharias N., Wycoff G.L., 2004, "The UCAC2 bright star supplement (Urban+, 2006)", *VizieR on-line data catalog*, I/294A
- [85] van de Kamp P., 1967, "Principles of astrometry", Freeman, San Fransisco
- [86] Will C.M., Nordtvedt K., 1972, "Conservation laws and preferred frames in relativistic gravity. I. Preferred-frame theories and an extended PPN formalism", *AJ*, 177, 775
- [87] Will C.M., 1981, "Theory and Experiment in Gravitational Physics", Cambridge University Press, Cambridge and New York
- [88] Winter L., 2005, Internal report (ROB and Hamburg)
- [89] Winter L., 2008, Internal report (ROB and Hamburg)
- [90] Winter L., 2008, Communication privée
- [91] Yallop B.D., Hohenkerk C.Y., Smith C.A., Kaplan G.H., Hughes J.A., Seidelmann P.K., 1989, "Mean and Apparent Place Computations in the New IAU System. II. Transformation of Mean Star Places from FK4 B1950.0 to FK5 J2000.0 Using Matrices in 6-Space", *AJ*, 97, 274
- [92] Zacharias N., De Vegt C., Nicholson W., Penston M.J., 1992, "CPC2 - the Second Cape Photographic Catalog. II. Conventional plate adjustment and catalog construction", *A&A*, 254, 397
- [93] Zacharias N., McCallon H.L., Kopan E., Cutri R.M., 2003, "Extending the ICRF Into the Infrared : 2MASS-UCAC Astrometry", The International Celestial Reference Frame, 25th meeting of the IAU, Joint Discussion 16

-
- [94] Zacharias N., Urban S.E., Zacharias M.I., Wycoff G.L., Hall D.M., Monet D.G., Rafferty T.J., 2004, “The second US Naval Observatory CCD astrograph catalog (UCAC2)”, *AJ*, 127, Issue 5, 3043
- [95] Zacharias N., Winter L., Holdenried E.R., De Cuyper J.P., Rafferty T.J., Wycoff G.L., 2008, “The StarScan Plate Measuring Machine : Overview and Calibrations”, *PASP*, 120, Issue 868, 644
- [96] Zacharias N., Finch C., Girard T., Hambly N., Wycoff G., Zacharias M.I., Castillo D., Corbin T., DiVittorio M., Dutta S., Gaume R., Gauss S., Germain M., Hall D., Hartkopf W., Hsu D., Holdenried E., Makarov V., Martines M., Mason B., Monet D., Rafferty T., Rhodes A., Siemers T., Smith D., Tilleman T., Urban S., Wieder G., Winter L., Young A., 2010, “The third US Naval Observatory CCD astrograph catalog (UCAC3)”, *AJ*, 139, Issue 6, 2184
- [97] Zacharias N., 2011, Communication privée

Annexes

Annexe A

Informations techniques et résultats DAMIAN

Nous proposons, en Table A.1, une reprise de l'ensemble des informations techniques et résultats du scanner de nouvelle génération DAMIAN, mis en relation avec ceux de la machine MAMA.

	DAMIAN	MAMA
Numérisation	Matricielle	Linéaire
Système d'acquisition	Caméra CMOS BCi4 (1280 x 1024 px)	Reticon CCPD (1024 px)
Taille des pixels	7 x 7 μm	10 x 10 μm
Temps d'intégration	15 ms	4 ms
Longueur maximale des supports	350 mm	550 mm
Précision de positionnement XY	0.001 μm	1 μm
Stabilité de positionnement XY lue	X : $\pm 0.010 \mu\text{m}$ Y : $\pm 0.015 \mu\text{m}$	- -
Répétabilité de positionnement théorique	0.008 μm	0.2 μm
Répétabilité de positionnement mesurée	0.077 μm	1.17 μm

Table A.1 – Informations techniques et résultats DAMIAN et MAMA.

Annexe B

Application à l'observation des principaux satellites de Saturne

Nous avons évoqué deux faits importants quant aux formulations et outils développés, à savoir que les méthodes d'identification par superposition d'un champ virtuel et de réduction astrométrique par rattachement aux étoiles du champ sont adaptables à l'ensemble des systèmes planétaires de notre Système Solaire. Nous avons d'ailleurs appliqué notre solution à des observations USNO des principaux satellites de Saturne qui, outre leur grande qualité, sont très comparables aux observations des galiléens étudiées. Une étude préliminaire a ainsi été menée dans le cadre du stage de Master 2 de Chloé Yao, que nous avons co-encadrée avec Valéry Lainey.

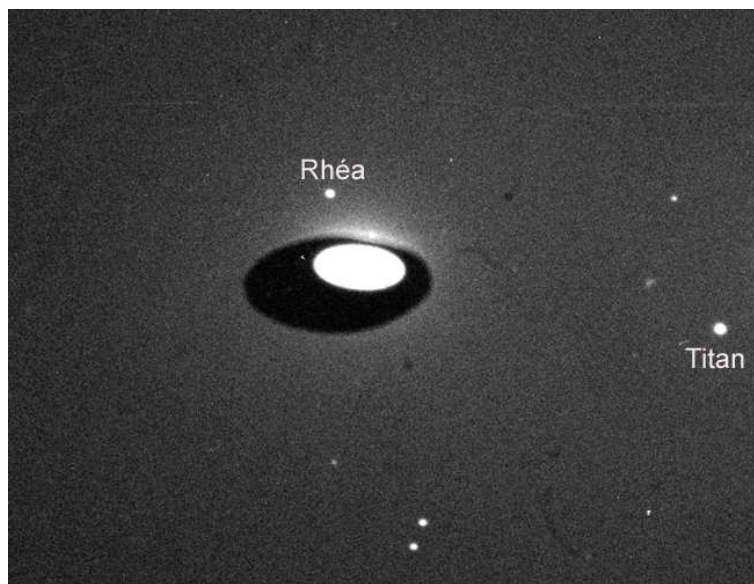


Figure B.1 – Centre de la numérisation de la plaque photographique USNO n°0360 (positif).

B.1 Identification

Le processus d'identification par superposition d'un champ virtuel a été reconduit dans le cas des observations USNO des principaux satellites de Saturne et ce, après quelques modifications ponctuelles de l'outil originel. Plus particulièrement et contrairement aux observations des satellites galiléens, les différents clichés d'un même support cible sont

désormais alignés sur la direction des ascensions droites; et le nombre de satellites à rechercher est bien évidemment supérieur.

Il convient ensuite de préciser que le stage de Chloé Yao avait pour objectif, hormis la réduction astrométrique de plaques test, d'ouvrir la voie quant à la résolution du problème lié au halo autour de Saturne. Comme nous pouvons le remarquer en Figure B.1, la brillance de la planète est compensée par l'apposition d'un filtre elliptique; or un halo apparaît généralement sur les bords du filtre et peut couvrir un ou plusieurs satellites proches angulairement tel Mimas par exemple. Ce halo interdit toute extraction par Source Extractor. La possibilité alors étudiée consiste en la modélisation du gradient de lumière parasite par un polynôme, afin de le soustraire et déterminer ensuite une position par barycentre ou ajustement gaussien. Il s'agit d'une correction adaptée du fond de ciel qui a été menée avec succès.

Ainsi et depuis les plaques test analysées, les principaux satellites de Saturne ont pu être extraits de manière "classique" par le logiciel Source Extractor; ceux présents et détectables dans le halo du filtre de compensation l'ont été par correction spécifique du fond de ciel. Le nombre d'étoiles identifiées par exposition est analogue, en moyenne, au cas des galiléens.

B.2 Positions astrométriques préliminaires

Une première série de plaques photographiques a été analysée et les observations réduites. La Table B.1 présente les statistiques (RA, Dec) UCAC2/JPL/INPOP06 que sont : les moyennes des (O-C) et leurs dispersions correspondantes, en ascension droite et déclinaison.

	$\overline{(O - C)}_{\alpha \cos \delta}$	$\sigma_{\alpha \cos \delta}$	$\overline{(O - C)}_{\delta}$	σ_{δ}	Nombre d'observations
Mimas	-	-	-	-	0
Encelade	61.2	89.3	-98.5	40.7	3
Téthys	12.9	65.6	-4.1	37.7	24
Dioné	-18.4	59.6	14.3	60.5	30
Rhéa	-16.9	48.6	2.3	57.1	39
Titan	12.1	50.2	17.3	64.0	43
Hypérion	-	-	-	-	0
Japet	-7.4	58.7	13.7	65.8	20

Table B.1 – Moyennes et dispersions des (O-C) des positions (RA, Dec) des principaux satellites de Saturne, en mas (crédit C. Yao).

Il ne s'agit pas ici de caractériser la statistique proposée car des améliorations doivent encore être apportées pour gagner en justesse et précision, notamment pour ce qui est de la correction du fond de ciel. Nous pouvons cependant remarquer que ces résultats, même préliminaires, présentent un intérêt certain tant en grandeur que par le nombre d'observations disponibles. Nous démontrons aussi l'adaptabilité de notre outil de réduction astrométrique à ces plaques qui devront être traitées dans un proche avenir comme nous l'avons fait pour les plaques photographiques USNO des satellites galiléens.

Annexe C

Application à l'observation de Pluton

Dans la continuité de l'adaptation de nos méthodes et outils à l'ensemble des systèmes planétaires de notre Système Solaire, nous avons appliqué notre solution à des observations de Pluton réalisées à Bucarest. Une étude préliminaire de faisabilité a été menée à la fin de cette thèse.



Figure C.1 – Centre de la numérisation de la plaque photographique Bucarest n°021533 (positif).

C.1 Identification

Le processus d'identification par superposition d'un champ virtuel a été reconduit dans le cas des observations Bucarest de Pluton et ce, après quelques modifications ponctuelles de l'outil originel. Plus particulièrement et contrairement aux observations USNO, il n'y a pas de répétition d'objets, ce qui est un problème pour engager le processus d'identification. Pour pallier ce manque, nous avons intégré la nécessité que l'utilisateur précise la position de deux étoiles en particulier, de sorte que l'identification dispose de références nécessaires à son exécution. Ainsi et depuis les plaques test analysées, les étoiles du champ et la position du barycentre Pluton-Charon ont pu être extraites et identifiées avec succès par notre procédure d'analyse.

C.2 Positions astrométriques préliminaires

Quelques plaques photographiques ont été analysées et les observations réduites. La Table C.1 présente les (O-C) des positions (RA, Dec) UCAC2/IMCCE/INPOP10 du barycentre Pluton-Charon, en ascension droite et déclinaison. Ils sont mis en comparaison avec les premiers résultats de positionnement, référencés par l'indice "buc."

Plaque	$(O - C)_{\alpha \cos \delta}$ buc.	$(O - C)_{\delta}$ buc.	$(O - C)_{\alpha \cos \delta}$	$(O - C)_{\delta}$
021533	0.008	0.050	0.005	0.036
201829	0.009	-0.150	0.007	-0.097
210698	-0.017	0.200	-0.016	0.174

Table C.1 – (O-C) des positions (RA, Dec) du barycentre Pluton-Charon, en secondes d'arc.

Nous démontrons tout d'abord que nos méthodes et outils sont effectivement adaptables à différents systèmes planétaires de notre Système Solaire. De plus, nous améliorons de quelques mas à plusieurs dizaines de mas les résultats des précédentes analyses. Nous envisageons la possibilité de confirmer cette tendance par l'analyse et la réduction astrométrique de séries plus conséquentes d'observations de Bucarest.

Index

Table des figures

1.1	Numérisation de la plaque photographique n°2114 (négatif).	24
1.2	Centre de la numérisation de la plaque photographique n°2114 (négatif). . .	24
1.3	Représentation schématique de la plaque photographique n°2114.	25
1.4	Disposition générale des filtres denses neutres utilisés au centre des plaques étudiées.	26
1.5	Données observationnelles renseignées sur l’enveloppe de la plaque photo- graphique n°2114 (metadata).	26
1.6	Nombres de plaques photographiques USNO selon l’année d’observation. . .	34
1.7	Réaction photosensible imprimée par la planète Jupiter sur une plaque photo- graphique Kodak 103aG.	35
1.8	Représentation en relief des densités photographiques de la planète Jupiter (crédit J.E. Arlot) - Clichés surexposé (gauche) et sous-exposé (droite). . .	35
2.1	Représentation tangentielle (plane) d’un champ sphérique.	44
2.2	Schéma illustrant la réduction astrométrique par la méthode du trail-scale. .	46
2.3	Schéma illustrant la réduction astrométrique par rattachement aux étoiles du champ.	48
3.1	Schéma de la concrétisation d’une forme analogique linéaire (gauche) : image numérique matricielle (milieu) ou image numérique vectorielle modélisant une émulsion photographique (droite).	57
3.2	Numérisations d’une même portion de plaque photographique, selon diffé- rentes résolutions croissantes.	57
3.3	Représentation de la courbe caractéristique idéale d’une source astrono- mique sur une numérisation (négatif).	59
3.4	Machine Automatique à Mesurer pour l’Astronomie (MAMA).	61
3.5	Digital Access to Metric Images Archives Network (DAMIAN).	63
3.6	Stabilités de positionnement en X (gauche) et Y (droite) de la table XY DAMIAN, en nanomètres (crédit Aerotech).	64
3.7	Dark et Flat moyens générés pour la correction des images individuelles RAW DAMIAN.	65
3.8	Principes des chemins de digitalisation “zig-zag” et “va-et-vient”.	66
3.9	Évolution des facteurs d’échelle Moving Dot (paramètres de mapping). . . .	69
3.10	Corrections de la distorsion optique sur l’axe x d’une imagerie DAMIAN. . .	70
3.11	Corrections de la distorsion optique sur l’axe y d’une imagerie DAMIAN. . .	71
3.12	Corrections de la distorsion optique d’une imagerie DAMIAN, en 0.01 microns. .	71
3.13	Corrections de la distorsion optique d’une imagerie DAMIAN.	72
3.14	Répartition en déclinaison des digitalisations USNO selon l’année d’obser- vation.	73
3.15	Positionnement du reticon MAMA, sans et avec une déviation angulaire. . .	75

3.16	Répétabilité D-R de positionnement plate-to-plate - DAMIAN, 2009. . . .	77
4.1	Diagramme schématique du modèle de distribution de la lumière dans une source SExtractor devant être séparée (crédit E. Bertin).	82
4.2	Intensité des pixels sur le fond de ciel de la digitalisation USNO n°2114, avant traitement. L'axe des abscisses est en pixels, l'axe des ordonnées est en unités d'intensité SExtractor.	83
4.3	Intensité des pixels sur le fond de ciel de la digitalisation USNO n°2114, après traitement. L'axe des abscisses est en pixels, l'axe des ordonnées est en unités d'intensité SExtractor.	84
4.4	Digitalisation USNO n°0207 moyennement contrastée par les filtres physiques (haut) - Intensité des pixels sur le fond de ciel transversal, avant et après corrections (bas).	84
4.5	Digitalisation USNO n°0132 fortement contrastée par les filtres physiques (haut) - Intensité des pixels sur le fond de ciel transversal, avant et après corrections (bas).	85
4.6	Digitalisation USNO n°1804 parasitée par une source lumineuse ponctuelle (haut) - Intensité des pixels sur le fond de ciel transversal, avant et après corrections (bas).	85
4.7	Extrait de la digitalisation de la plaque photographique USNO n°2404. . . .	88
4.8	Méthode d'identification par récurrence - Schéma 1.	91
4.9	Méthode d'identification par récurrence - Schéma 2.	92
4.10	Méthode d'identification par superposition d'un champ virtuel - Schéma 1. . .	95
4.11	Méthode d'identification par superposition d'un champ virtuel - Schéma 2. .	96
4.12	Orientations moyennes déterminées lors du processus d'identification.	97
4.13	Méthode d'identification par superposition d'un champ virtuel - Schéma 3. .	98
5.1	Principe de la méthode de Kaplan et al. (1989) pour la détermination des positions apparentes des corps célestes.	107
5.2	Schéma illustrant l'effet de parallaxe annuelle.	110
5.3	Schéma illustrant l'effet de parallaxe diurne.	110
5.4	Schéma illustrant l'effet de déflexion relativiste.	111
5.5	Températures du modèle d'atmosphère standard OACI.	115
5.6	Pressions d'air sec du modèle d'atmosphère standard OACI.	116
5.7	Pressions de vapeur d'eau.	117
5.8	Schéma illustrant l'effet de réfraction atmosphérique.	118
5.9	Indice de réfraction atmosphérique en fonction de l'altitude.	119
5.10	Correction de l'effet de réfraction atmosphérique totale en fonction de la distance zénithale d'un astre.	120
5.11	Application du modèle $(x, y) \mapsto (X, Y)$ aux numérisations USNO.	122
5.12	Estimation des paramètres instrumentaux du réfracteur USNO 26-inch. . .	126
5.13	Facteurs d'échelle en x et y des observations de l'amas Praesepe, sans corrections.	127
5.14	Facteurs d'échelle en x et y des observations de l'amas Praesepe, avec corrections.	128
5.15	Écarts entre les orientations θ_x et θ_y des observations de l'amas Praesepe, avec corrections.	129
5.16	Facteurs d'échelle en x et y des observations USNO, en fonction de l'année. .	130
5.17	Facteurs d'échelle en x et y des observations USNO, en fonction du mois. .	130

5.18	Facteurs d'échelle en x et y des observations USNO, en fonction de la température.	132
5.19	Écarts entre les orientations θ_x et θ_y des observations USNO.	133
6.1	Moyennes théoriques sur la sphère céleste des mouvements propres Tycho-2, en ascension droite (haut) et déclinaison (bas), en 0.01 mas/an.	137
6.2	Moyennes théoriques sur la sphère céleste des mouvements propres UCAC2, en ascension droite (haut) et déclinaison (bas), en 0.01 mas/an.	138
6.3	Moyennes théoriques sur la sphère céleste des mouvements propres UCAC3, en ascension droite (haut) et déclinaison (bas), en 0.01 mas/an.	139
6.4	Moyennes des dispersions équatoriales des (O-C) des positions USNO des satellites galiléens, en ascension droite (haut) et déclinaison (bas), en fonction des années d'oppositions de Jupiter.	144
6.5	(O-C) des positions intersatellites USNO des satellites galiléens, en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).	157
6.6	Lois de distribution des (O-C) des positions intersatellites USNO des satellites galiléens, en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).	158
6.7	(O-C) des positions (RA, Dec) USNO des satellites galiléens, en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).	159
6.8	Lois de distribution des (O-C) des positions (RA, Dec) USNO des satellites galiléens, en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).	160
6.9	(O-C) des positions (RA, Dec) USNO de Io (JI), en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).	161
6.10	Lois de distribution des (O-C) des positions (RA, Dec) USNO de Io (JI), en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).	162
6.11	(O-C) des positions (RA, Dec) USNO de Europe (JII), en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).	163
6.12	Lois de distribution des (O-C) des positions (RA, Dec) USNO de Europe (JII), en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).	164
6.13	(O-C) des positions (RA, Dec) USNO de Ganymède (JIII), en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).	165
6.14	Lois de distribution des (O-C) des positions (RA, Dec) USNO de Ganymède (JIII), en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).	166
6.15	(O-C) des positions (RA, Dec) USNO de Callisto (JIV), en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).	167
6.16	Lois de distribution des (O-C) des positions (RA, Dec) USNO de Callisto (JIV), en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).	168
6.17	Différences L2/jup230 des positions théoriques de Io (JI), en mas.	174
6.18	Différences L2/jup230 des positions théoriques de Europe (JII), en mas.	174
6.19	Différences L2/jup230 des positions théoriques de Ganymède (JIII), en mas.	174
6.20	Différences L2/jup230 des positions théoriques de Callisto (JIV), en mas.	175
6.21	Différences INPOP10/DE421 des positions théoriques de Jupiter, en mas.	183
6.22	Différences INPOP10/DE423 des positions théoriques de Jupiter, en mas.	183
6.23	Différences INPOP10/INPOP06 des positions théoriques de Jupiter, en mas.	184
6.24	Différences INPOP10/INPOP08 des positions théoriques de Jupiter, en mas.	184
6.25	Différences INPOP10/EPM08 des positions théoriques de Jupiter, en mas.	184
6.26	(O-C) L3 des positions intersatellites USNO des satellites galiléens, en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).	194
6.27	Lois de distribution des (O-C) L3 des positions intersatellites USNO des satellites galiléens, en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).	195

6.28	Différences L2/L3 des positions théoriques de Io (JI), en mas.	196
6.29	Différences L2/L3 des positions théoriques de Europe (JII), en mas.	196
6.30	Différences L2/L3 des positions théoriques de Ganymède (JIII), en mas.	196
6.31	Différences L2/L3 des positions théoriques de Callisto (JIV), en mas.	197
6.32	(O-C) des positions (<i>RA, Dec</i>) USNO du centre de masse du système jovien, en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).	201
6.33	Lois de distribution des (O-C) des positions (<i>RA, Dec</i>) USNO du centre de masse du système jovien, en ascension droite (haut) et déclinaison (bas).	202
7.1	Observations Voyager (1979) et Galileo (1989) d'Amalthée (crédit JPL/NASA).	204
7.2	Représentation schématique du système { <i>Jupiter; Amalthée; Io</i> }.	206
B.1	Centre de la numérisation de la plaque photographique USNO n°0360 (positif).	227
C.1	Centre de la numérisation de la plaque photographique Bucarest n°021533 (positif).	229

Liste des tableaux

1.1	Plaques photographiques USNO des satellites galiléens disponibles pour étude.	27
1.1	Plaques photographiques USNO des satellites galiléens disponibles pour étude (suite).	28
1.1	Plaques photographiques USNO des satellites galiléens disponibles pour étude (suite).	29
1.1	Plaques photographiques USNO des satellites galiléens disponibles pour étude (suite).	30
1.1	Plaques photographiques USNO des satellites galiléens disponibles pour étude (suite).	31
1.1	Plaques photographiques USNO des satellites galiléens disponibles pour étude (suite).	32
1.1	Plaques photographiques USNO des satellites galiléens disponibles pour étude (suite).	33
2.1	Coordonnées ICRS du pôle céleste moyen ($\epsilon_x; \epsilon_y$) et de l'équinoxe ϵ_z J2000.0 à l'époque J2000.0.	39
2.2	Coordonnées ICRS du pôle céleste moyen ($\epsilon_x; \epsilon_y$) et de l'équinoxe ϵ_z FK5 à l'époque J2000.0.	40
2.3	Comparatif entre les données principales des catalogues d'étoiles Hipparcos, Tycho-2, UCAC2 et UCAC3.	51
2.4	Données principales du catalogue d'étoiles PPM.	52
3.1	Précisions de mesure des machines MAMA et DAMIAN.	74
3.2	Répétabilité de positionnement plate-to-plate - MAMA, 2007.	75
3.3	Répétabilité de positionnement plate-to-plate - DAMIAN, 2009.	76
3.4	Estimations post fit de l'effet systématique de magnitude - DAMIAN, 2009.	78
4.1	Extraits du catalogue de sortie Source Extractor de la numérisation USNO n°2114.	87
4.2	Exemple de paramètres de mapping extraits par le programme Moving Dot	90
4.3	Extraits du catalogue de sortie "control.cat" de la numérisation USNO n°2114.	99
4.4	Extraits du catalogue de sortie "local.cat" de la numérisation USNO n°2114.	100
5.1	Paramètres standards du modèle d'atmosphère OACI.	114
6.1	Nombres de positions intersatellites et (RA, Dec) USNO des satellites galiléens que nous pouvons obtenir selon l'utilisation des catalogues Tycho-2, UCAC2 et UCAC3.	140
6.2	Moyennes et dispersions des (O-C) des positions intersatellites USNO des satellites galiléens, selon l'utilisation des catalogues Tycho-2, UCAC2 et UCAC3, en mas.	141

6.3	Moyennes et dispersions des (O-C) des positions (RA, Dec) USNO des satellites galiléens, selon l'utilisation des catalogues Tycho-2, UCAC2 et UCAC3, en mas.	141
6.4	Moyennes des dispersions équatoriales des (O-C) des positions USNO des satellites galiléens, en fonction des années d'oppositions de Jupiter, en mas.	145
6.5	Erreurs théoriques observationnelles de l'ensemble des observations USNO des satellites galiléens, selon l'utilisation des catalogues Tycho-2 et UCAC2.	146
6.6	Dispersion des séparations intersatellites déterminées depuis des observations successives USNO, selon les mesures manuelles MANN (a) et automatiques DAMIAN/SExtractor (b), en mas.	148
6.7	(O-C) des positions tangentielles intersatellites de la plaque photographique USNO n°0326, en secondes de degré, selon les méthodes de réduction astrométrique trail-scale MANN (a), trail-scale PDS (b), et par rattachement aux étoiles UCAC2 du champ (c).	150
6.8	(O-C) des positions tangentielles intersatellites de la plaque photographique USNO n°0216, en secondes de degré, selon les méthodes de réduction astrométrique par rattachement à un catalogue secondaire de 6 étoiles à l'ordre 1 (a), 7 étoiles à l'ordre 1 (b), 7 étoiles à l'ordre 2 (c), et par rattachement aux étoiles UCAC2 du champ (d).	152
6.9	Moyennes et dispersions des (O-C) des positions intersatellites et (RA, Dec) USNO des satellites galiléens, en mas.	154
6.10	Dispersion satellite/satellite des (O-C) des positions intersatellites USNO des satellites galiléens, en mas.	155
6.11	Constantes de gravitation des corps du système jovien en $\text{km}^3 \cdot \text{s}^{-2}$, selon l'utilisation des éphémérides satellitaires L2 et jup230.	176
6.12	Fréquences propres en demi-grand axe des satellites galiléens, selon l'utilisation des éphémérides satellitaires L2 et jup230.	177
6.13	Moyennes et dispersions des (O-C) des positions intersatellites USNO des satellites galiléens, selon l'utilisation des éphémérides satellitaires L2 et jup230, en mas.	178
6.14	Moyennes et dispersions L2 des (O-C) des positions intersatellites USNO des satellites galiléens, en mas. Positions normalisées (haut) et positions normalisées une fois les signaux périodiques des galiléens éliminés (bas).	180
6.15	Caractéristiques principales des modèles planétaires DE421, INPOP06, INPOP08, INPOP10 et EPM08.	182
6.16	Types et nombres d'observations de Jupiter utilisées pour l'ajustement des modèles planétaires DE421, INPOP06, INPOP08, INPOP10 et EPM08.	182
6.17	Moyennes et dispersions des (O-C) des positions (RA, Dec) USNO des satellites galiléens, selon l'utilisation des éphémérides planétaires DE421, DE423, INPOP06, INPOP08, INPOP10 et EPM08, en mas.	187
6.18	Moyennes et dispersions L2/INPOP10 des (O-C) des positions (RA, Dec) USNO des satellites galiléens, en mas. Positions normalisées (haut), normalisées après élimination des signaux périodiques de Jupiter (milieu), et après élimination des signaux périodiques des galiléens (bas).	190
6.19	Nombres d'observations USNO des satellites galiléens utilisées à l'ajustement des éphémérides satellitaires L2 et L3.	192
6.20	Moyennes et dispersions des (O-C) des positions intersatellites USNO des satellites galiléens, selon l'utilisation des éphémérides satellitaires L2 et L3, en mas.	192

6.21	Écart à la moyenne des (O-C) de phénomènes mutuels des satellites galiléens, selon l'utilisation des modèles satellitaires L2 et L3, en mas.	198
6.22	Moyennes et dispersions des (O-C) des positions (RA, Dec) USNO du centre de masse du système jovien, selon l'utilisation des éphémérides satellitaire L3 et planétaire INPOP10, en mas.	200
6.23	Moyennes et dispersions des (O-C) des positions (RA, Dec) USNO du centre de masse du système jovien, selon l'utilisation des éphémérides satellitaire L3 et planétaires DE421, DE423, INPOP06, INPOP08 et EPM08, en mas.	200
7.1	Principales caractéristiques orbitales des satellites internes de Jupiter (Avedyushev et al., 2008).	204
7.2	Mesures du signal introduit par le potentiel gravitationnel d'Amalthée sur Io et déterminé par comparaison avec les éphémérides satellitaires L2 et jup230.	206
7.3	Estimations L2 et jup230 de la masse d'Amalthée.	209
A.1	Informations techniques et résultats DAMIAN et MAMA.	225
B.1	Moyennes et dispersions des (O-C) des positions (RA, Dec) des principaux satellites de Saturne, en mas (crédit C. Yao).	228
C.1	(O-C) des positions (RA, Dec) du barycentre Pluton-Charon, en secondes d'arc.	230

Acronymes

- A&A** Astronomy and Astrophysics. 217–221
- A&AS** Astronomy and Astrophysics Supplement Series. 217–221
- ADASS** Astronomical Data Analysis Software and Systems. 217
- AJ** The Astronomical Journal. 218–222
- BCRS** Barycentric Celestial Reference System. 38–42
- BMP** Bitmap. 58
- BSS** Bright Star Supplement. 50, 51, 75, 77
- CMOS** Complementary Metal Oxide Semiconductor. 64, 67, 225
- CUO** Copenhagen University Observatory. 49
- D-R** Direct and Reverse. 76, 77
- D4A** Digital Access to Aerial- and Astrophotographic Archives. 63
- DAMIAN** Digital Access to Metric Images Archives Network. 56, 62–78, 89, 127, 148–150, 153, 213, 225
- DCP** Dot Calibration Plate. 66–68
- dpi** dots per inch. 57, 64
- ESA** European Space Agency. 49, 186, 218
- FASTT** Flagstaff Astrometric Scanning Transit Telescope. 155, 193, 213
- FITS** Flexible Image Transport System. 62, 65, 72, 80, 86, 89
- FK5** Fundamental Katalog 5. 39, 40, 52, 218, 219, 221
- FWHM** Full Width at Half Maximum. 82, 86–88, 92
- GCRS** Geocentric Celestial Reference System. 38
- ICRF** International Celestial Reference Frame. 39, 40, 43, 49, 106–121, 134, 218, 219, 221
- ICRS** International Celestial Reference System. 38–43, 49–51, 99, 106, 107, 170, 213, 220
- IDL** Interactive Data Language. 88
- IERS** International Earth Rotation and Reference Systems Service. 39, 40, 42
- IMCCE** Institut de Mécanique Céleste et de Calcul des Éphémérides. 62, 173, 176, 197, 205, 214, 218, 230
- INSU/CNRS** Institut National des Sciences de l'Univers. 61
- JGR** Journal of Geophysical Research. 218

- JPEG** Joint Photographic Expert Group. 58
- JPL** Jet Propulsion Laboratory. 171–173, 182, 188, 204, 205, 218, 220, 221, 228
- LED** Light Emitting Diode. 64, 65
- MAMA** Machine Automatique à Mesurer pour l’Astronomie. 56, 61–63, 72, 74–76, 78, 217, 218, 220, 225
- MNRAS** Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 217
- NASA** National Aeronautics and Space Administration. 204, 221
- O-C** Observé moins Calculé. 134–136, 140–145, 148–152, 154–170, 173, 178–183, 186–190, 192–195, 197–203, 205, 228, 230
- OACI** Organisation de l’Aviation Civile Internationale. 114–116, 118
- ORB** Observatoire Royal de Belgique. 62, 63, 66, 73
- PASP** Publications of the Astronomical Society of the Pacific. 222
- PMI** Pointwise Motion Image. 65
- PPM** Catalogue of Positions and Proper Motions. 51, 52, 136, 153, 220
- ppp** points par pouce. 57
- PSF** Point Spread Function. 68
- SExtractor** Source Extractor. 79–89, 94, 95, 148–150, 153, 217, 228
- SOFA/UAI** Standards Of Fundamental Astronomy. 107, 108
- TAI** Temps Atomique International. 41, 42
- TCB** Temps Coordonné Barycentrique. 38–41
- TCG** Temps Coordonné Géocentrique. 38, 42
- TDB** Temps Dynamique Barycentrique. 40, 41, 107, 218, 221
- TDT** Temps Dynamique Terrestre. 41, 218
- TIFF** Tagged Image File Format. 58
- TT** Temps Terrestre. 41, 42
- UAI** Union Astronomique Internationale. 38–41, 98, 99, 107, 108, 221
- UCAC2** Second U.S. Naval Observatory CCD Astrograph Catalogue. 49–51, 75, 97, 101, 125, 127, 129, 131, 136–147, 149–155, 170–173, 179, 182, 199, 200, 214, 221, 222, 228, 230
- UCAC3** Third U.S. Naval Observatory CCD Astrograph Catalogue. 49–51, 97, 101, 136, 137, 139–141, 222
- USNO** United States Naval Observatory. 23, 27–34, 36–38, 42–51, 55, 56, 62–68, 72–101, 105, 106, 112–116, 121, 122, 124–173, 177–183, 186–210, 217, 219, 220, 227–229
- UT** Temps Universel. 24, 27, 42
- UTC** Temps Universel Coordonné. 24, 27, 41, 42, 98, 107
- VLBI** Very Long Base Interferometry. 38, 39, 182

